

ИНСТИТУТ СИСТЕМ ОБРАБОТКИ ИЗОБРАЖЕНИЙ РАН –
ФИЛИАЛ ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УЧРЕЖДЕНИЯ
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
«КРИСТАЛЛОГРАФИЯ И ФОТОНИКА»
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА

В.В. Котляр, С.С. Стафеев, А.Г. Налимов

ОСТРАЯ ФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО СВЕТА
С ПОМОЩЬЮ МИКРООПТИКИ

монография

Самара 2018

УДК 535.42, 535.514
ББК 22.343
К 73

Монография подготовлена и издана при поддержке Российского научного фонда (грант 18-19-00595)

К 73 Котляр В.В.

Острая фокусировка лазерного света с помощью микрооптики: монография / В.В. Котляр, С.С. Стафеев, А.Г. Налимов – Самара: Издание ООО «Новая техника», 2018. – 344 с.

ISBN 978-5-88940-148-3

Сжать свет в область меньшую длины волны является актуальной задачей фотоники. Чем меньше размер фокусного пятна, тем меньше размер линии в фотолитографии, тем больше информации можно записать на оптический диск, тем большее разрешение можно достичь в микроскопии и тем легче манипулировать с помощью света микрочастицами. Оказывается, при острой фокусировке лазерного света с неоднородной поляризацией (радиальной или азимутальной) можно сфокусировать свет в пятно с размером в 1,5 раза меньшим дифракционного предела, только за счет поляризационных эффектов в фокусе. Фокусировка света вблизи поверхности раздела сред, благодаря конструктивной интерференции проходящего света и поверхностных волн и благодаря твердотельной иммерсии, позволяет также уменьшить размер фокусного пятна в несколько раз. В данной книге рассматриваются компоненты микрооптики для острой фокусировки света. К ним относятся – микроаксиконы, зонные пластинки, фотонно-кристаллические микролинзы, градиентные микролинзы, линзы Микаэляна. В книге много конкретных примеров (как расчетных, так и экспериментальных) и много числовых характеристик фокусных пятен, которые наглядно демонстрируют, в какой наименьший объем можно «упаковать» свет.

В книге также рассматриваются спиральные металлинзы – сверхтонкие оптические элементы, позволяющих одновременно управлять амплитудой, фазой и поляризацией падающего на них лазерного излучения, преобразуя, например, линейно-поляризованную плоскую волну в азимутально или радиально поляризованный оптический вихрь.

Книга предназначена для широкого круга специалистов в области фотоники, а также может быть полезна студентам старших курсов специальностей «Прикладная математика и физика», «Прикладная математика и информатика», «Оптика» и аспирантам, специализирующихся в этих областях.

Таблиц – 12, иллюстраций – 249, библиограф. 398 названий.

УДК 535.42, 535.514
ББК 22.343
ISBN 978-5-88940-148-3

© В.В. Котляр, С.С. Стафеев, А.Г. Налимов
© Институт систем обработки изображений РАН –
Филиал федерального государственного учреждения
«Федеральный научно-исследовательский центр
«Кристаллография и фотоника» Российской академии наук»

Содержание

Введение.....	5
ГЛАВА 1. Острая фокусировка света компонентами микрооптики.....	6
1.1 Острая фокусировка света радиальной поляризации с помощью микролинз.....	6
1.2 Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксиконов.....	29
1.3 Субволновая фокусировка с помощью бинарного микроаксикона с периодом 800 нм.....	44
1.4 Сравнительное моделирование двумя методами острой фокусировки зонной пластинкой.....	52
1.5 Субволновая фокусировка с помощью зонной пластинки Френеля с фокусным расстоянием 532 нм.....	60
1.6 Моделирование фокусировки линейно-поляризованного света с помощью субволнового бинарного аксикона.....	62
1.7 Симметрия интенсивности и потока мощности субволнового фокусного пятна.....	71
1.8 Особенности измерения субволнового фокусного пятна ближнепольным микроскопом.....	84
1.9 Фотонные струи, сформированные квадратными микроступеньками.....	95
ГЛАВА 2. Фокусировка света с помощью градиентной и волноводной микрооптики.....	108
2.1 Градиентные элементы микрооптики для достижения сверхразрешения.....	108
2.2 Моды планарного градиентного гиперболического секансного волновода.....	125
2.3 Механизм сверхразрешения в планарной гиперболической секансной линзе.....	139
2.4 Субволновая локализация света в волноводных структурах.....	151
2.5 Фотонно-кристаллическая микролинза для сопряжения двух планарных волноводов.....	182
2.6 Оптимизация параметров планарной бинарной линзы для видимого диапазона излучения.....	193
2.7 Гиперболическая секансная линза со щелью для субволновой фокусировки света.....	202
2.8 Гипергеометрические лазерные пучки в параболическом волноводе.....	211
ГЛАВА 3. Микрополяризаторы и металлинзы.....	224

3.1 Отражающий четырёхзонный субволновый элемент микрооптики для преобразования линейной поляризации в радиальную	224
3.2 Острая фокусировка смешанного линейно-радиального поляризованого света бинарной микролинзой	235
3.3 Четырёхзонный отражающий азимутальный микрополяризатор..	245
3.4 Четырёхзонный пропускающий азимутальный микрополяризатор с фазовым сдвигом.....	259
3.5 Субволновая фокусировка лазерного излучения смешанной азимутально-линейной поляризации	267
3.6 Моделирование поляризационной микролинзы, фокусирующей свет с линейной поляризацией в круглое субволновое пятно	278
3.8 Моделирование микрометалинзы с высокой числовой апертурой и разным числом секторов	291
3.9 Острая фокусировка оптического вихря с посекторно азимутальной поляризацией.....	299
3.10 Субволновая фокусировка лазерного излучения с помощью зонной пластинки из хрома	307
Заключение	316
Список источников	318

ВВЕДЕНИЕ

В оптическом приборостроении и оптических информационных системах одним из ограничений на объем передаваемой информации, на разрешение оптических устройств памяти, на минимальные размеры электронных микросхем на чипах, является дифракционный предел (ДП) [1]. ДП был открыт в 1873 году Эрнестом Аббе и означает, что свет, в том числе лазерный свет, нельзя сфокусировать в точку. Размер минимального фокусного пятна по полуспаду интенсивности света равен половине длины волны в рассматриваемой среде. Это свойство света следует из общих соотношений неопределенности Гейзенберга, которое для оптики можно сформулировать так: произведение ширины пучка света на ширину его пространственного спектра не может быть меньше некоторой постоянной величины [2]. Уменьшить ДП можно выбором излучения с меньшей длиной волны и выбором материала для иммерсии с большим показателем преломления. Но если не менять длину волны и фокусировать свет в свободном пространстве, то преодолеть дифракционный предел можно с помощью дифракционных (наноструктурированных) оптических элементов, фокусирующих свет вблизи своей поверхности. Из-за того, что свет фокусируется вблизи поверхности (на расстоянии меньше длины волны), во-первых, на величину фокуса могут влиять неоднородные поверхностные волны, которые распространяются вдоль поверхности раздела, а, во-вторых, фокусирующий оптический элемент может иметь небольшие размеры (десятки и сотни микрометров). В этом случае он является компонентом микрооптики. К ним относятся - микроаксиконы (рефракционные и дифракционные), зонные пластинки, фотонно-кристаллические микролинзы, градиентные микролинзы, линза Микаэляна, микрополяризаторы и металлинзы. Таким компонентам микрооптики, позволяющим преодолеть дифракционный предел и фокусирующим лазерный свет со сверхразрешением, и посвящена данная книга. Известны и другие книги по микроптикае и нанофотонике [3-5], но в них не рассматриваются детально характеристики фокусных пятен при острой фокусировке лазерного света.

ГЛАВА 1. ОСТРАЯ ФОКУСИРОВКА СВЕТА КОМПОНЕНТАМИ МИКРООПТИКИ

1.1 Острая фокусировка света радиальной поляризации с помощью микролинз

В большом числе оптических устройств используется острая фокусировка лазерного света: оптических дисках памяти, фотолитографии, конфокальной микроскопии, оптической микроманипуляции. Исследования по формированию минимального фокусного пятна со сверхразрешением продолжаются. Из скалярной параксиальной теории дифракции известно, что диаметр фокального пятна диска Эйри, амплитуда которого описывается функцией $2J_1(x)/x$ по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0,51\lambda/NA$, где λ – длина волны света, NA – числовая апертура фокусирующей линзы. FWHM – это аббревиатура английских слов: full width at half maximum. Площадь диска Эйри по полуспаду интенсивности равна $\text{HMA}=0,338\lambda^2$ при $NA=1$. HMA – это аббревиатура слов: half maximum area. Эта площадь двумерной области, ограниченной замкнутой кривой, проведенной в фокальной плоскости по картине дифракции в точках, где интенсивность света равна половине максимального значения. Если с помощью узкой кольцевой диафрагмы и сферической линзы сформировать картину дифракции, описываемую функцией Бесселя $J_0(x)$, то диаметр фокального пятна будет меньше $\text{FWHM}=0,36\lambda/NA$. Диаметр фокального пятна при острой фокусировке света зависит от вида поляризации пучка и от типа оптического элемента, осуществляющего фокусировку. Экспериментально было получено [6], что с помощью микрообъектива Leica plan apo 100x с $NA=0,9$ в воздухе лазерный пучок с радиальной поляризацией можно сфокусировать в пятно площадью $\text{HMA}=0,16\lambda^2$ и диаметром $\text{FWHM}=0,451\lambda$. При этом использовалась фундаментальная мода гелий-неонового лазера с длиной волны 632,8 нм и кольцевая амплитудная маска, закрывающая центральную часть диаметром 3 мм падающего пучка диаметром 3,6 мм. В [6] также указывается, что теоретически для лазерного пучка с линейной поляризацией следует ожидать при этих же условиях, что фокальное пятно будет иметь большую площадь $\text{HMA}=0,26\lambda^2$ и больший диаметр $\text{FWHM}=0,575\lambda$. Если пучок будет с круговой поляризацией, $\text{HMA}=0,22\lambda^2$. Заметим, что если фокальное пятно круглое, то $\text{HMA}=\pi D^2/4$, где $\text{FWHM}=D$. В большинстве работ по моделированию острой фокусировки лазерного пучка используется векторная теория Дебая или аналогичная ей теория Ричардса-Вольфа. В этих теориях электромагнитное поле в изображении точечного источника, находящегося на бесконечности, апланатической оптической системой выражено в интегральной

форме как разложение по плоским волнам. В некоторых работах используются дифракционные формулы Рэлея-Зоммерфельда. Так в [7] на основе формул Дебая, которые верны, если фокусное расстояние много больше длины волны, показано, что с помощью параболического зеркала или плоской дифракционной линзы с числовой апертурой $NA=0,98$ можно радиально-поляризованный полый пучок гаусса с амплитудой $r \exp(-r^2/w^2)$, где r – радиальная координата, w – радиус перетяжки гауссова пучка, сфокусировать апланатической линзой в фокальное пятно площадью $HMA=0,210\lambda^2$ и $HMA=0,157\lambda^2$, соответственно. Рассчитано также [7], что для параболического зеркала с числовой апертурой $NA=1$ площадь фокального пятна будет меньше $HMA=0,154\lambda^2$. А если при этом ограничить гауссовый пучок узкой кольцевой диафрагмой, то площадь фокального пятна будет еще меньше $HMA=0,101\lambda^2$. В [8] рассматривалась непараксиальное распространение спирально-поляризованных пучков Лагерра-Гаусса (ЛГ). Показано, что такие пучки также являются кандидатами для получения острой фокусировки. Для получения радиально-поляризованных лазерных пучков можно использовать обычный интерферометр, в плечи которого вставлены две фазовые ступеньки, дающие задержку на пол длины волны, и повернутые одна относительно другой на 90 градусов вокруг оптической оси [9]. В [10] с помощью формул Ричардса-Вольфа (РФ-формулы) промоделирована фокусировка линейно-поляризованного плоского пучка с помощью апланатической линзы с высокой числовой апертурой совместно с кольцевой (2 или 3 кольца) ступенчатой фазовой маской. Вычислены параметры маски, при которых достигается сверхразрешение на 20% вдоль оптической оси. С помощью РФ-формул в [11] показано, что при фокусировке радиально-поляризованной лазерной моды TEM_{11} , имеющей в своем сечении два светлых кольца, с помощью апланатической линзы с $NA=1,2$ в воде ($n=1,33$) в фокальной области возникает темная область, окруженная со всех сторон светом (оптическая бутылка). Причем продольный размер этой области 2λ , а поперечный – λ . В [12] с помощью РФ-формул рассмотрено распространение оптического вихря с круговой поляризацией. Показано, что при топологическом заряде единица и при выборе такого знака, что спиральное вращение фазы оптического вихря компенсирует вращение поляризации в обратную сторону, в фокальной плоскости ($NA=0,9$) возникает круглое фокальное пятно диаметром меньшим длины волны. С помощью интеграла Рэлея-Зоммерфельда (РЗ-интеграл) в [13] рассматривается непараксиальное распространение моды ЛГ с радиальной поляризацией, но без спиральной фазовой составляющей. Показано, что при выборе параметра непараксиальности $f = (kw)^{-1}$, где k – волновое число света, w – перетяжка гауссового пучка, равным 0,5 на расстоянии Френеля от перетяжки диаметр светового пят-

на составляет около $0,4\lambda$ при $p=3$, где p – порядок многочлена Лагерра. В [14] для решения уравнения Максвелла в цилиндрических координатах использовалось разложение в ряд по параметру непараксиальности $f=\theta/2$, где θ – угол дифракции, с точностью θ^5 . В качестве примера рассмотрена дифракция пучка типа аксикон-Гаусс. Показано, что при угле дифракции $\theta=0,75$ радиус перетяжки составляет $0,424\lambda$. На основе РЗ-интеграла в [15] получены аналитические выражения, описывающие непараксиальное распространение элегантных мод ЛГ, в поперечном сечении которых всегда формируется кольцевое распределение интенсивности. В [16] сообщается о новом виде резиста для литографии PMMA-DR1, который обладает поляризационно-фильтрующими свойствами и реагирует только на продольную составляющую электрического вектора электромагнитной волны. В работе экспериментально показано, что радиально-поляризованный пучок аргонового лазера $\lambda=514$ нм, проходя аксикон с $NA=0,67$, формирует фокальное пятно диаметром $FWHM=0,89\lambda$, но после записи на резист формируется пятно размером $0,62\lambda$. С помощью РФ-формул в [17] показано, что радиально-поляризованные высшие моды лазерного излучения R-TEM_{p1} позволяют уменьшить диаметр фокального пятна. Так, при $NA=1$ и при фокусировке с помощью апланатической линзы для номеров мод $p=0,1,2,3$ получаются фокальные пятна с диаметрами $FWHM=0,582\lambda, 0,432\lambda, 0,403\lambda, 0,378\lambda$. А в работе [18] с помощью РФ-формул рассматривалась векторная дифракция и фокусировка апланатической линзой линейно-поляризованного пучка с эллиптической радиальной симметрией с эксцентриситетом 0,87. Числовая апертура была $NA=0,9$. В этом случае формируется эллиптическое фокальное пятно площадью $HMA=0,56\lambda^2$. В [19] рассматривалось непараксиальное распространение (поправки 5-го порядка) радиально-поляризованных пучков ЛГ R-TEM_{p1}. Показано, что при угле дифракции $\theta = 2(kw)^{-1}$ больше 0,5 непараксиальных поправок 5-го порядка уже недостаточно для описания моды R-TEM₂₁. В [20] с помощью РФ-формул показано, что при освещении выходного зрачка сферической линзы плоским, гауссовым или Бессель-Гауссовым пучками радиально-поляризованного света диаметр фокального пятна будет равен $FWHM = 0,6\lambda, 1,2\lambda, 1,4\lambda$ соответственно, при $NA=1,4, \lambda=632,8$ нм, $n=1,5$. А в [21] также с помощью РФ-формул показано, что для падающего радиально-поляризованного Бессель-Гауссового пучка $J_1(2r)\exp(-r^2)$ и бинарной фазовой пластинки Френеля фокальное пятно имеет диаметр $FWHM=0,425\lambda/NA$. После того, как к зонной пластинке Френеля добавили трех-зонную оптимизированную пластинку, получили еще меньший диаметр фокального пятна $FWHM=0,378\lambda/NA$. С помощью параболического зеркала диаметром 19 мм и $NA=0,999$, и с помощью радиально-поляризованного лазерного пучка с длиной волны 632,8 нм в [22] экспери-

ментально получено фокальное пятно с наименьшей на сегодняшний день площадью $\text{HMA}=0,134\lambda^2$. Радиальную поляризацию получали из линейной поляризации лазерного пучка с помощью четырех полуволновых пластинок, расположенных в четырех квадрантах апертуры пучка и повернутых на 45 градусов (вдоль биссектрисы в каждом квадранте). Падающий пучок имел амплитуду Бесселя-Гаусса. Моделирование осуществлялось с помощью формул Дебая. Распределение интенсивности в фокальной плоскости было измерено с помощью флуоресцентного шарика диаметром 40 нм. Для сравнения напомним, что радиус диска Эйри в скалярном приближении равен $0,61\lambda$ при $NA=1$, а в [22] получено фокальное пятно с радиусом от максимума до первого минимума равным $0,45\lambda$. Напомним, что лучший экспериментальный результат для апланатической линзы равен $\text{HMA}=0,16\lambda^2$ [6]. В [23] предложен и экспериментально апробирован способ преобразования линейной поляризации в радиальную или азимутальную с помощью фотонно-кристаллического световода длиной 24 мм. В [24] рассчитаны силы, действующие со стороны сфокусированных лазерных пучков ($NA=1,25$ в воде, угол схождения 140 градусов) на сферическую частицу с показателем преломления $n=1,59$ и радиусом, равным $4\lambda/n$. Рассмотрено несколько типов падающих пучков: гауссовый, мода ЛГ с радиальной, азимутальной и круговой поляризациями. Оказалось, что эффективность оптического захвата больше для радиальной поляризации световых пучков. В [25] исследуется численно и экспериментально радиально-поляризованный лазерный пучок, который фокусируется с помощью одноосного кристалла на выходе неодимового лазера с полусферическим резонатором. Интересный результат получен в [26], где с помощью формулы Дебая показано, что радиально-поляризованные моды ЛГ четных порядков LG^0_p при числовой апертуре $NA=0,85$ после прохождения специальной кольцевой амплитудной маски фокусируются в малое фокальное пятно почти без боковых лепестков с площадью по полуспаду $\text{HMA}=0,276\lambda^2$. Использование амплитудной маски не уменьшает размер фокального пятна, но уменьшает уровень боковых лепестков в фокальной картине дифракции и в 5 раз уменьшает глубину резкости. В [27] на основе скалярного варианта РФ- формулы аналитически исследуются оптимальные для получения высокого разрешения функции выходного зрачка. В двумерном случае, для излучения, распространяющегося в плоских волноводах, и для фокусировки этого излучения на выходе волновода может быть использована фотонно-кристаллическая линза. В [28] показано, что 2D фотонно-кристаллическая линза, реализующая градиентную микролинзу Микаэляна (показатель преломления спадает в соответствии с функцией секанса), позволяет сфокусировать лазерный свет в фокальное пятно меньше, чем предсказывает скалярная теория. В параксиальном слу-

чае двумерная картина дифракции в фокусе описывается *sinc*- функцией, для которой $\text{FWHM}=0,44\lambda/NA$. Фотонно-кристаллическая линза позволяет получить пятно с диаметром $\text{FWHM}=0,42\lambda$ при числовой апертуре $NA=0,67$. В [29], на основе метода FDTD, промоделирована фокусировка линейно-поляризованного СВЧ излучения с частотой 30 ГГц (длина волны $\lambda=10$ мм) с помощью бинарных фазовых линз Френеля из материала с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon=4$. Фокальные пятна для разных линз формировались на расстоянии 2λ , λ и $0,5\lambda$ от плоской поверхности линзы Френеля и имели диаметры соответственно: $1,04\lambda$, $0,90\lambda$ и $0,80\lambda$ (здесь диаметр – это удвоенный радиус от максимального значения интенсивности до первого минимума). Форма фокального пятна была близка к квадратной.

В данном параграфе на основе R-FDTD-метода, который применим для радиально-симметричного случая, моделируется острая фокусировка плоской электромагнитной волны с линейной, азимутальной и радиальной поляризациями с помощью элементов микрооптики: двояковыпуклой сферической линзы, градиентной линзы Микаэляна и конического аксикона. Показано, что наименьшего фокального пятна удастся достичь при фокусировке радиально-поляризованного кольцевого гауссового пучка на микроаксиконе с числовой апертурой $NA=0,65$. При этом площадь фокального пятна по полуспаду равна $\text{HMA}=0,096\lambda^2$, а диаметр $\text{FWHM}=0,35\lambda$.

Согласно векторной теории Дебая вектор напряженности электрического поля электромагнитной волны в области фокусировки в цилиндрических координатах (r, ψ, z) выражается через амплитуду $l(\theta)$ сходящейся сферической волны в координатах выходного зрачка апланатической оптической системы в виде (вектор линейной поляризации направлен вдоль оси y):

$$E_x(r, \psi, z) = \frac{-iA}{2\pi} \int_0^\alpha d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \theta \sqrt{\cos \theta} \sin 2\varphi \times (1 - \cos \theta) l(\theta) \exp[ikz \cos \theta - ikr \sin \theta \cos(\psi - \varphi)], \quad (1.1)$$

$$E_y(r, \psi, z) = \frac{iA}{2\pi} \int_0^\alpha d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \sin \theta \sqrt{\cos \theta} [(1 + \cos \theta) + (1 - \cos \theta) \cos 2\varphi] \times l(\theta) \exp[ikz \cos \theta - ikr \sin \theta \cos(\psi - \varphi)], \quad (1.2)$$

$$E_z(r, \psi, z) = \frac{iA}{\pi} \int_0^\alpha d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \sin^2 \theta \sqrt{\cos \theta} \cos \varphi \times l(\theta) \exp[ikz \cos \theta - ikr \sin \theta \cos(\psi - \varphi)], \quad (1.3)$$

где A – постоянная, $\alpha = \arcsin(NA)$, k – волновое число света. Например, гауссова функция в плоскости зрачка будет иметь вид:

$$l(\theta) = \exp\left(\frac{-\rho^2}{w^2}\right) = \exp\left[-\left(\frac{\beta \sin \theta}{\sin \alpha}\right)^2\right], \quad (1.4)$$

где β – постоянная.

Ричардс и Вольф на основе формул Дебая (1.1)-(1.3) получили более простые формулы, выполнив интегрирование по азимутальному углу φ для радиально-поляризованного света [30]:

$$E_r(r, z) = A \int_0^\alpha \sin 2\theta \sqrt{\cos \theta} l(\theta) \exp[ikz \cos \theta] J_1(kr \sin \theta) d\theta, \quad (1.5)$$

$$E_z(r, z) = 2iA \int_0^\alpha \sin^2 \theta \sqrt{\cos \theta} l(\theta) \exp[ikz \cos \theta] J_0(kr \sin \theta) d\theta, \quad (1.6)$$

где $J_0(x)$ и $J_1(x)$ – функции Бесселя. Из (1.5) и (1.6) видно, что радиально-поляризованная волна не зависит от угла ψ , имеет только две электрические составляющие E_r и E_z , а также видно, что $E_r(r=0)=0$ при любом z и любой функции $l(\theta)$. Фокус находится в начале координат $(r, \psi, z) = (0, \psi, 0)$. При замене апланатической линзы на френелевскую зонную пластинку вместо множителя $(\cos \theta)^{1/2}$ в (1.5), (1.6) следует использовать другой множитель $(\cos \theta)^{-3/2}$ [7].

В декартовых координатах для линейно-поляризованного света (вектор поляризации направлен вдоль оси y) РФ-формулы примут вид:

$$E_x(r, \psi, z) = -iA \sin 2\psi \int_0^\alpha \sin \theta \sqrt{\cos \theta} l(\theta) (1 - \cos \theta) \exp[ikz \cos \theta] J_2(kr \sin \theta) d\theta, \quad (1.7)$$

$$E_y(r, \psi, z) = -iA \cos 2\psi \int_0^\alpha \sin \theta \sqrt{\cos \theta} l(\theta) (1 - \cos \theta) \exp[ikz \cos \theta] J_2(kr \sin \theta) d\theta - \quad (1.8)$$

$$-iA \int_0^\alpha \sin \theta \sqrt{\cos \theta} l(\theta) (1 + \cos \theta) \exp[ikz \cos \theta] J_0(kr \sin \theta) d\theta,$$

$$E_z(r, \psi, z) = -2A \cos \psi \int_0^\alpha \sin^2 \theta \sqrt{\cos \theta} l(\theta) \exp[ikz \cos \theta] J_1(kr \sin \theta) d\theta. \quad (1.9)$$

В случае азимутальной поляризации света вместо радиальной составляющей E_r в уравнении (1.5) отличной от нуля будет азимутальная составляющая электрического поля:

$$E_{\psi}(r, z) = 2A \int_0^{\alpha} \sin \theta \sqrt{\cos \theta} l(\theta) \exp[ikz \cos \theta] J_1(kr \sin \theta) d\theta. \quad (1.10)$$

Из (1.6), (1.10) видно, что азимутально-поляризованная волна не зависит от угла ψ . Именно этими формулами (1.1) –(1.10) пользовались для моделирования в работах [6, 7, 10-12, 15, 17, 18, 20-22, 24, 26], изучая острую фокусировку лазерного света.

В [27] для анализа распределения интенсивности света в фокусе радиально-симметричной оптической системы с высокой числовой апертурой применяется скалярная форма РФ-формулы:

$$U(r, z) = -ikf \int_0^{\alpha} P(\theta) \exp[ikz \cos \theta] J_0(kr \sin \theta) d\theta, \quad (1.11)$$

где $U(r, z)$ – комплексная амплитуда света вблизи фокуса, $P(\theta)$ – функция зрачка оптической системы, f – фокусное расстояние. Если сравнить (1.11) с выражением (1.6) для продольной составляющей радиально-поляризованного света, то можно заключить, что скалярная амплитуда, описывающая непараксиальную фокусировку света (1.11), пропорциональна продольной составляющей сходящейся сферической волны с радиальной поляризацией (1.6). Используя справочные интегралы из [31] можно оценить минимально возможный диаметр фокального пятна в фокусе непараксиальной оптической системы. Используя справочный интеграл

$$\int_0^{\pi} \sin(bx) J_{\nu}(c \sin x) dx = \pi \sin(b\pi/2) J_{(v-b)/2}(c/2) J_{(v+b)/2}(c/2), \quad (1.12)$$

и положив в (1.11) $P(\theta) = 1$, $v=0$, получим из уравнения (1.11) для однородного зрачка в фокальной плоскости $z = 0$ следующую комплексную амплитуду:

$$U_1(r, z = 0) = -2ikf \sin(kr) / (kr). \quad (1.13)$$

Из уравнения (1.13) следует, что минимальный диаметр фокального пятна (двойное расстояние от максимума до первого минимума) равен

$$D_1 = \lambda, \quad (1.14)$$

а диаметр такого фокального пятна по полуспаду равен $\text{FWHM} = 0,44\lambda$, а площадь пятна по полуспаду равна $\text{HMA} = 0,152\lambda^2$. К такому же по порядку величины результату можно прийти, если выбрать функцию зрачка в виде $P(\theta) = 1/\sin\theta$. Тогда вместо (1.11) с учетом (1.12) получим:

$$U_2(r, z = 0) = -ikf \pi J_0^2(kr/2). \quad (1.15)$$

Из (1.15) следует, что в этом частном случае диаметр фокального пятна (двойное расстояние от максимума до первого минимума интенсивности) равен

$$D_2 = 1,53\lambda . \tag{1.16}$$

Формулы (1.14) и (1.16) дают только оценку величины минимального диаметра фокального пятна с помощью скалярной формулы (1.11), но при острой фокусировке требуется учитывать векторный характер поля, когда все три компоненты электрического поля дают сравнимый вклад в формирование фокальной картины. В этом случае можно ожидать как меньших, так и больших значений диаметра пятна фокусировки. Так как формулы Дебая и Ричардса-Вольфа тоже являются приближенными (они получены при условии, что фокусное расстояние оптической системы много больше длины волны), то далее будем рассматривать строгое решение задачи дифракции на основе численного решения уравнений Максвелла.

В [32] предложен метод расчета дифракции электромагнитной волны на радиально-симметричном оптическом элементе на основе разностного решения уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат. Уравнения Максвелла в цилиндрической системе координат (r, φ, z) в системе единиц СИ имеют вид:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial H_\varphi}{\partial z} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_r}{\partial t} + \sigma E_r , \tag{1.17}$$

$$\frac{\partial H_r}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial r} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_\varphi}{\partial t} + \sigma E_\varphi , \tag{1.18}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r H_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial H_r}{\partial \varphi} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma E_z , \tag{1.19}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial E_\varphi}{\partial z} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_r}{\partial t} , \tag{1.20}$$

$$\frac{\partial E_r}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial r} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_\varphi}{\partial t} , \tag{1.21}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r E_\varphi)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial E_r}{\partial \varphi} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} , \tag{1.22}$$

где μ и ε – относительные магнитная и электрическая проницаемости, μ_0 и ε_0 – магнитная и электрическая проницаемости вакуума, σ – удельная проводимость, E_v и H_v – напряженности электрического и магнитного полей, индекс v принимает значения r, φ, z . Разложим компоненты электромагнитного поля в ряд Фурье по азимутальному углу φ :

$$E_\gamma(r, z, \varphi, t) = \frac{E_{\gamma 0}(r, z, t)}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} E_{\gamma, k}^{(1)}(r, z, t) \cos(k\varphi) + E_{\gamma, k}^{(2)}(r, z, t) \sin(k\varphi), \tag{1.23}$$

$$H_\gamma(r, z, \varphi, t) = \frac{H_{\gamma 0}(r, z, t)}{2} + \sum_{k=1}^{\infty} H_{\gamma, k}^{(1)}(r, z, t) \cos(k\varphi) + H_{\gamma, k}^{(2)}(r, z, t) \sin(k\varphi). \quad (1.24)$$

Подставив (1.23), (1.24) в (1.17)-(1.22), можно вычислить производные по φ . Тогда вместо (1.17)-(1.22) при $k=0$ будем иметь шесть уравнений Максвелла от функций, не зависящих от угла φ :

$$-\frac{\partial H_{\varphi, 0}}{\partial z} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{r, 0}}{\partial t} + \sigma E_{r, 0}, \quad (1.25)$$

$$\frac{\partial H_{r, 0}}{\partial z} - \frac{\partial H_{z, 0}}{\partial r} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{\varphi, 0}}{\partial t} + \sigma E_{\varphi, 0}, \quad (1.26)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r H_{\varphi, 0})}{\partial r} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{z, 0}}{\partial t} + \sigma E_{z, 0}, \quad (1.27)$$

$$-\frac{\partial E_{\varphi, 0}}{\partial z} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_{r, 0}}{\partial t}, \quad (1.28)$$

$$\frac{\partial E_{r, 0}}{\partial z} - \frac{\partial E_{z, 0}}{\partial r} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_{\varphi, 0}}{\partial t}, \quad (1.29)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r E_{\varphi, 0})}{\partial r} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_{z, 0}}{\partial t}. \quad (1.30)$$

При произвольном целом $k \neq 0$ амплитуды угловых гармоник $E^{(1)}$, $E^{(2)}$, $H^{(1)}$ и $H^{(2)}$ из уравнений (1.23) и (1.24) будут связаны следующими 12-тью уравнениями:

$$-\frac{1}{r} k H_{z, k}^{(1)} - \frac{\partial H_{\varphi, k}^{(2)}}{\partial z} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{r, k}^{(2)}}{\partial t} + \sigma E_{r, k}^{(2)}, \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial H_{r, k}^{(2)}}{\partial z} - \frac{\partial H_{z, k}^{(2)}}{\partial r} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{\varphi, k}^{(2)}}{\partial t} + \sigma E_{\varphi, k}^{(2)}, \quad (1.32)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r H_{\varphi, k}^{(2)})}{\partial r} - \frac{1}{r} k H_{r, k}^{(1)} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{z, k}^{(2)}}{\partial t} + \sigma E_{z, k}^{(2)}, \quad (1.33)$$

$$-\frac{1}{r} k E_{z, k}^{(1)} - \frac{\partial E_{\varphi, k}^{(2)}}{\partial z} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_{r, k}^{(2)}}{\partial t}, \quad (1.34)$$

$$\frac{\partial E_{r, k}^{(2)}}{\partial z} - \frac{\partial E_{z, k}^{(2)}}{\partial r} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_{\varphi, k}^{(2)}}{\partial t}, \quad (1.35)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rE_{\varphi,k}^{(2)})}{\partial r} - \frac{1}{r} kE_{r,k}^{(1)} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_{z,k}^{(2)}}{\partial t}, \quad (1.36)$$

$$-\frac{1}{r} kH_{z,k}^{(2)} - \frac{\partial H_{\varphi,k}^{(1)}}{\partial z} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{r,k}^{(1)}}{\partial t} + \sigma E_{r,k}^{(1)}, \quad (1.37)$$

$$\frac{\partial H_{r,k}^{(1)}}{\partial z} - \frac{\partial H_{z,k}^{(1)}}{\partial r} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{\varphi,k}^{(1)}}{\partial t} + \sigma E_{\varphi,k}^{(1)}, \quad (1.38)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rH_{\varphi,k}^{(1)})}{\partial r} - \frac{1}{r} kH_{r,k}^{(2)} = \varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_{z,k}^{(1)}}{\partial t} + \sigma E_{z,k}^{(1)}, \quad (1.39)$$

$$-\frac{1}{r} kE_{z,k}^{(2)} - \frac{\partial E_{\varphi,k}^{(1)}}{\partial z} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_{r,k}^{(1)}}{\partial t}, \quad (1.40)$$

$$\frac{\partial E_{r,k}^{(1)}}{\partial z} - \frac{\partial E_{z,k}^{(1)}}{\partial r} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_{\varphi,k}^{(1)}}{\partial t}, \quad (1.41)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rE_{\varphi,k}^{(1)})}{\partial r} - \frac{1}{r} kE_{r,k}^{(2)} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_{z,k}^{(1)}}{\partial t}. \quad (1.42)$$

Заметим, что в [32] из 12-ти уравнений (1.31)-(1.42) приведены только 6 уравнений. Число уравнений (1.31)-(1.42) сократится, если оптический элемент, на котором рассматривается дифракция, обладает цилиндрической симметрией, и если на этот оптический элемент нормально падает электромагнитная волна с линейной, радиальной или азимутальной поляризациями (рис. 1.1).

Линейная поляризация падающей волны (пусть $E^{inc}=E_y$) означает, что в каждой точке в поперечном сечении электрический вектор направлен вдоль оси y (рис. 1.1а). В случае азимутальной поляризации электрический вектор в любой точке падающей волны направлен по касательной к окружностям, центры которых лежат на оптической оси (рис. 1.1б). В случае радиальной поляризации электрический вектор в любой точке сечения падающей волны направлен вдоль радиусов окружностей, центры которых лежат на оптической оси, совпадающей с осью симметрии оптического элемента (рис. 1.1в).

Рассмотрим нормальное падение электромагнитной волны с линейной поляризацией в начальной плоскости $z=0$. Тогда электрический вектор такой волны будет иметь только одну проекцию $E^{inc} = E_y = E_0(r)\cos(\omega t)$, где ω – циклическая частота монохроматической волны, $E_0(r)$ – амплитуда волны в плоскости $z=0$.

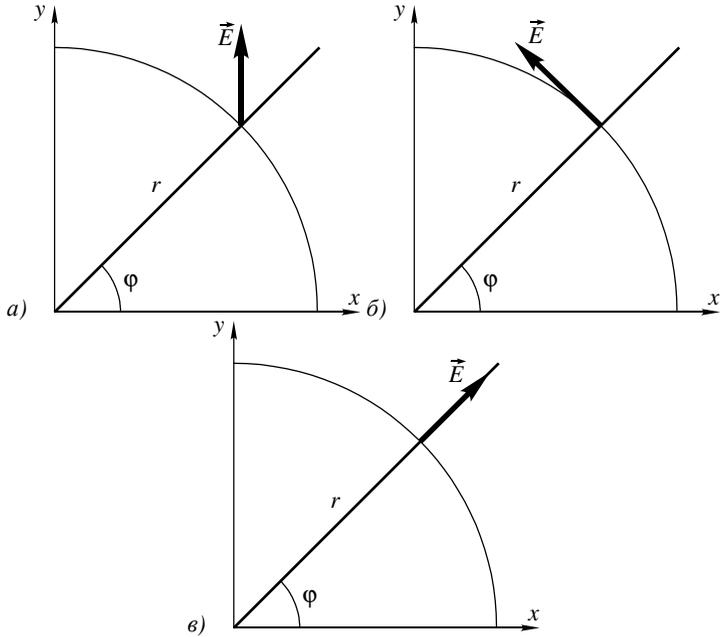


Рис. 1.1 Падающее на оптический элемент излучение имеет линейную (а), азимутальную (б) или радиальную (в) поляризации

Выразим падающее поле E_y через цилиндрические составляющие:

$$E_r = E_y \sin \varphi, \quad E_\varphi = E_y \cos \varphi \quad (1.43)$$

или в обозначениях (1.23), (1.24):

$$E_r = E_{r,1}^{(2)} \sin \varphi, \quad E_\varphi = E_{\varphi,1}^{(1)} \cos \varphi. \quad (1.44)$$

Таким образом, из уравнений (1.17)-(1.22) остаются только шесть уравнений:

$$-\frac{1}{r} H_{z,1}^{(1)} - \frac{\partial H_{\varphi,1}^{(2)}}{\partial z} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{r,1}^{(2)}}{\partial t} + \sigma E_{r,1}^{(2)}, \quad (1.45)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r H_{\varphi,1}^{(2)})}{\partial r} - \frac{1}{r} H_{r,1}^{(1)} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{z,1}^{(2)}}{\partial t} + \sigma E_{z,1}^{(2)}, \quad (1.46)$$

$$\frac{\partial E_{r,1}^{(2)}}{\partial z} - \frac{\partial E_{z,1}^{(2)}}{\partial r} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_{\varphi,1}^{(2)}}{\partial t}, \quad (1.47)$$

$$\frac{\partial H_{r,1}^{(1)}}{\partial z} - \frac{\partial H_{z,1}^{(1)}}{\partial r} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{\varphi,1}^{(1)}}{\partial t} + \sigma E_{\varphi,1}^{(1)}, \quad (1.48)$$

$$-\frac{1}{r} E_{z,1}^{(2)} - \frac{\partial E_{\phi,1}^{(1)}}{\partial z} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_{r,1}^{(1)}}{\partial t}, \tag{1.49}$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r E_{\phi,1}^{(1)})}{\partial r} - \frac{1}{r} E_{r,1}^{(2)} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_{z,1}^{(1)}}{\partial t}. \tag{1.50}$$

Систему уравнений (1.45)-(1.50) можно приближенно решить с помощью конечно-разностного метода на сетке отсчетов Y_{ee} [33], но в цилиндрической системе координат (рис. 1.2), как в работе [32].

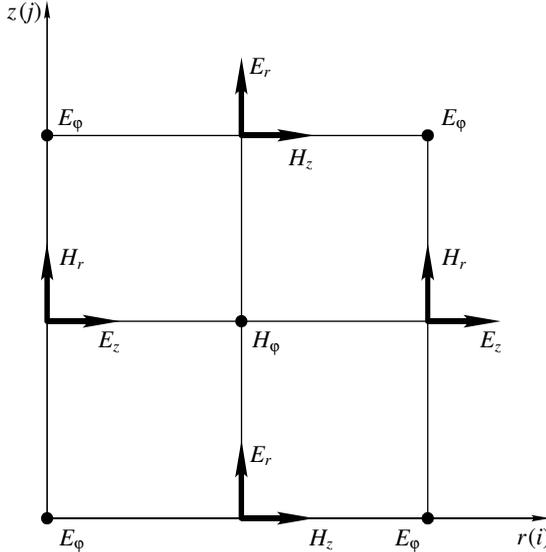


Рис. 1.2 Сетка с половинным шагом Y_{ee} в цилиндрических координатах: h – шаг по пространственным координатам

Конечно-разностная аппроксимация системы уравнений (1.45)-(1.50) имеет вид ($\sigma=0, \mu=1$):

$$\begin{aligned} \varepsilon(i + \frac{1}{2}, j) \varepsilon_0 \frac{E_{r,1}^{(2)n+1}(i + \frac{1}{2}, j) - E_{r,1}^{(2)n}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta t} = \\ = -\frac{1}{r(i + \frac{1}{2})} H_{z,1}^{(1)n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - \\ - \frac{H_{\phi,1}^{(2)n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_{\phi,1}^{(2)n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2})}{\Delta z}, \end{aligned} \tag{1.51}$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon(i, j)\varepsilon_0 \frac{E_{\phi,1}^{(1)n+1}(i, j) - E_{\phi,1}^{(1)n}(i, j)}{\Delta t} &= \\
&= \frac{H_{r,1}^{(1)n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_{r,1}^{(1)n+\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta z} \\
&\quad - \frac{H_{z,1}^{(1)n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_{z,1}^{(1)n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j)}{\Delta r},
\end{aligned} \tag{1.52}$$

$$\begin{aligned}
\varepsilon(i, j + \frac{1}{2})\varepsilon_0 \frac{E_{z,1}^{(2)n+1}(i, j + \frac{1}{2}) - E_{z,1}^{(2)n}(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} &= \\
&= \frac{1}{r(i)} \frac{r(i + \frac{1}{2})H_{\phi,1}^{(2)n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - r(i - \frac{1}{2})H_{\phi,1}^{(2)n+\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})}{\Delta r} + \\
&\quad + \frac{1}{r(i)} H_{r,1}^{(1)n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}),
\end{aligned} \tag{1.53}$$

$$\begin{aligned}
-\mu_0 \frac{H_{\phi,1}^{(2)n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_{\phi,1}^{(2)n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} &= \\
&= \frac{E_{r,1}^{(2)n}(i + \frac{1}{2}, j + 1) - E_{r,1}^{(2)n}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta z} \\
&\quad - \frac{E_{z,1}^{(2)n}(i + 1, j + \frac{1}{2}) - E_{z,1}^{(2)n}(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta r},
\end{aligned} \tag{1.54}$$

$$\begin{aligned}
-\mu_0 \frac{H_{r,1}^{(1)n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_{r,1}^{(1)n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} &= \\
&= \frac{1}{r(i)} E_{z,k}^{(2)n}(i, j + \frac{1}{2}) - \frac{E_{\phi,1}^{(1)n}(i, j + 1) - E_{\phi,1}^{(1)n}(i, j)}{\Delta z},
\end{aligned} \tag{1.55}$$

$$\begin{aligned}
 & -\mu_0 \frac{H_{z,1}^{(1)n+\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j) - H_{z,1}^{(1)n-\frac{1}{2}}(i+\frac{1}{2}, j)}{\Delta t} = \\
 & = \frac{1}{r(i+\frac{1}{2})} \frac{r(i+1)E_{\phi,1}^{(1)n}(i+1, j) - r(i)E_{\phi,1}^{(1)n}(i, j)}{\Delta r} - \\
 & - \frac{1}{r(i+\frac{1}{2})} E_{r,1}^{(2)n}(i+\frac{1}{2}, j),
 \end{aligned} \tag{1.56}$$

где Δt , Δz , Δr – шаги дискретности по соответствующим координатам: $z = i\Delta z$, $r = j\Delta r$, $t = n\Delta t$. Причем отсчеты электрических компонент вычисляются в целые моменты времени $t = n\Delta t$, а отсчеты магнитных векторов вычисляются в полу целые моменты времени $t = (n + 1/2)\Delta t$. Уравнения (1.51)-(1.56) представляют собой пример условно-устойчивой разностной схемы, которая решается методом прогонки с учетом граничных условий. Для устойчивой сходимости решения системы (1.51)-(1.56) шаги дискретизации следует выбирать, удовлетворяя неравенству [32]:

$$c\Delta t \leq \Delta r / k, \quad \Delta r = \Delta z, \tag{1.57}$$

где c – скорость света в вакууме, k – номер угловой гармоники из уравнений (1.23), (1.24).

Заметим, что система (1.51)-(1.56) отличается от аналогичной системы из [32] не только тем, что в системе (1.51)-(1.56) $k=1$, а в [32] k произвольное, но и тем, что в [32] имеются ошибки в некоторых знаках в системе уравнений (1.5)-(1.10).

Если на оптический элемент с осевой симметрией (оптическая ось z – ось симметрии) нормально падает электромагнитная монохроматическая волна с азимутальной поляризацией (рис. 1.1б), то у электрического вектора будет только одна проекция:

$$E^{inc} = E_{\phi} = E_0(r) \cos \alpha r \tag{1.58}$$

В обозначениях уравнения (1.23) у электрического вектора падающей волны остается только одна Фурье-компонента (угловая гармоника): $E^{inc} = E_{\phi,0}$. Поэтому из системы уравнений (1.31)-(1.42) для случая азимутальной поляризации остаются только три уравнения:

$$\frac{\partial H_{r,0}}{\partial z} - \frac{\partial H_{z,0}}{\partial r} = \epsilon \epsilon_0 \frac{\partial E_{\phi,0}}{\partial t} + \sigma E_{\phi,0}, \tag{1.59}$$

$$-\frac{\partial E_{\varphi,0}}{\partial z} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_{r,0}}{\partial t}, \quad (1.60)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (rE_{\varphi,0})}{\partial r} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_{z,0}}{\partial t}. \quad (1.61)$$

Разностная аппроксимация системы (1.59)-(1.61) для азимутальной поляризации примет вид ($\sigma=0, \mu=1$):

$$\begin{aligned} \varepsilon(i, j)\varepsilon_0 \frac{E_{\varphi,0}^n(i, j) - E_{\varphi,0}^{n-1}(i, j)}{\Delta t} &= \\ &= \frac{H_{r,0}^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_{r,0}^{n-\frac{1}{2}}(i, j - \frac{1}{2})}{\Delta z} - \\ &= \frac{H_{z,0}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_{z,0}^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j)}{\Delta r}, \end{aligned} \quad (1.62)$$

$$\begin{aligned} -\mu_0 \frac{H_{r,0}^{n+\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2}) - H_{r,0}^{n-\frac{1}{2}}(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} &= \\ &= -\frac{E_{\varphi,0}^n(i, j+1) - E_{\varphi,0}^n(i, j)}{\Delta z}, \end{aligned} \quad (1.63)$$

$$\begin{aligned} -\mu_0 \frac{H_{z,0}^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j) - H_{z,0}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta t} &= \\ &= \frac{1}{r(i + \frac{1}{2})} \frac{r(i+1)E_{\varphi,0}^n(i+1, j) - r(i)E_{\varphi,0}^n(i, j)}{\Delta r}. \end{aligned} \quad (1.64)$$

Заметим, что уравнения (1.59)-(1.61) и (1.62)-(1.64) не рассматривались в [32].

Если на оптический элемент, ось симметрии которого совпадает с оптической осью, нормально падает электромагнитная монохроматическая волна с радиальной поляризацией (рис. 1.1в), то у электрического вектора падающей волны остается только одна радиальная компонента:

$$E^{inc} = E_r = E_0(r) \cos \omega t \quad (1.65)$$

или в обозначениях уравнения (1.23): $E^{inc} = E_{r,0}$. Тогда для радиальной поляризации из шести уравнений (1.25)-(1.30) останутся только три следующих:

$$-\frac{\partial H_{\varphi,0}}{\partial z} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{r,0}}{\partial t} + \sigma E_{r,0}, \quad (1.66)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (r H_{\varphi,0})}{\partial r} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{\partial E_{z,0}}{\partial t} + \sigma E_{z,0}, \quad (1.67)$$

$$\frac{\partial E_{r,0}}{\partial z} - \frac{\partial E_{z,0}}{\partial r} = -\mu \mu_0 \frac{\partial H_{\varphi,0}}{\partial t}. \quad (1.68)$$

Конечно-разностная аппроксимация системы (1.66)-(1.68) имеет вид ($\sigma=0, \mu=1$):

$$\begin{aligned} \varepsilon(i + \frac{1}{2}, j) \varepsilon_0 \frac{E_{r,0}^n(i + \frac{1}{2}, j) - E_{r,0}^{n-1}(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta t} = \\ = -\frac{H_{\varphi,0}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_{\varphi,0}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2})}{\Delta z}, \end{aligned} \quad (1.69)$$

$$\begin{aligned} \varepsilon(i, j + \frac{1}{2}) \varepsilon_0 \frac{E_{z,0}^n(i, j + \frac{1}{2}) - E_{z,0}^{n-1}(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} = \\ = \frac{1}{r(i)} \frac{r(i + \frac{1}{2}) H_{\varphi,0}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - r(i - \frac{1}{2}) H_{\varphi,0}^{n-\frac{1}{2}}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})}{\Delta r}, \end{aligned} \quad (1.70)$$

$$\begin{aligned} -\mu_0 \frac{H_{\varphi,0}^{n+\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) - H_{\varphi,0}^{n-\frac{1}{2}}(i + \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2})}{\Delta t} = \\ = \frac{E_{r,0}^n(i + \frac{1}{2}, j + 1) - E_{r,0}^n(i + \frac{1}{2}, j)}{\Delta z} - \\ - \frac{E_{z,0}^n(i + 1, j + \frac{1}{2}) - E_{z,0}^n(i, j + \frac{1}{2})}{\Delta r}. \end{aligned} \quad (1.71)$$

Заметим, что уравнения (1.65)-(1.71) не рассматривались в [32]. Другие особенности метода FDTD для случая цилиндрической симметрии: вычисления полей на оптической оси при $r=0$ и соблюдение граничных условий в виде идеально поглощающих слоев, заимствованы из [32]. Описанный выше радиальный FDTD метод был реализован в среде программирования Matlab-7.0.

Рассмотрим фокусировку участка плоской осевой волны с линейной поляризацией, падающей на плоскую поверхность плоско-выпуклой сферической микро линзы.

На рис. 1.3а показано радиальное сечение микро линзы: радиус апертуры линзы 6 мкм, радиус кривизны сферической поверхности 10 мкм, показатель преломления 1,5, толщина линзы на оптической оси 2 мкм. Длина волны – 1 мкм. Дискретность по пространственным координатам 1/20 мкм, а по временной координате 1/40с сек.

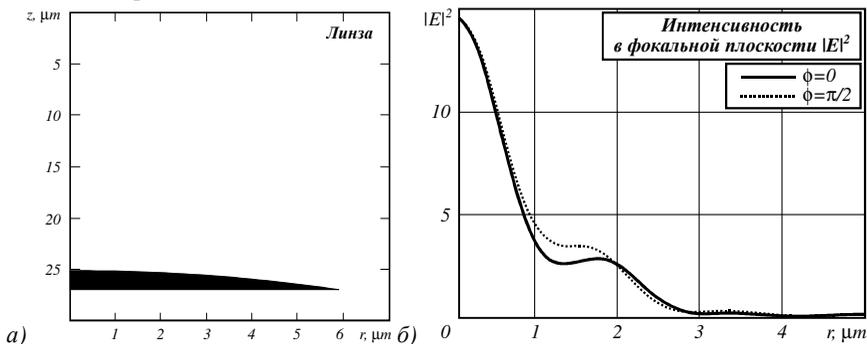


Рис. 1.3 Радиальное сечение плоско-выпуклой сферической микролинзы (а)

и радиальные распределения интенсивности в фокальной плоскости (б): кривая 1 при $\varphi = 0$, кривая 2 при $\varphi = \pi/2$

На рис. 1.3б показано радиальные распределения интенсивности $I=|E|^2=|E_r|^2+|E_\varphi|^2+|E_z|^2$ в фокусе по горизонтальной x ($\varphi = 0$) и вертикальной y ($\varphi = \pi/2$) осям. Фокус находится на расстоянии 11 мкм от плоской поверхности линзы. Из рис. 1.3б видно, что фокальное пятно имеет слабую эллиптичность (эксцентриситет эллипса около 0,97). Причем длинная ось эллипса направлена вдоль оси y (оси поляризации), а короткая ось – вдоль оси x . Средний диаметр пятна по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}=(d_x+d_y)/2=1,5\lambda$. Площадь фокального пятна по полуспаду интенсивности $\text{HMA}=1,77\lambda^2$. Под диаметром пятна понимается полная ширина кривой интенсивности на уровне половины спада.

На рис. 1.4 показаны радиальные распределения интенсивности в фокусе той же линзы (рис. 1.3а), но при падении на нее радиально-поляризованной плоской волны, электрический вектор которой имеет только одну радиальную составляющую $E^{inc} = E_r$. Из рис. 1.4 видно, что числовая апертура линзы (рис. 1.3а) не достаточна велика, чтобы интенсивность продольной составляющей (рис. 1.4б) превысила интенсивность радиальной компоненты (рис. 1.4а) на столько, чтобы на оптической оси ($r=0$) образовался максимум у полного распределения интенсивности

(рис. 1.4б). Заметим, что у радиально-поляризованного светового поля при фокусировке с помощью радиально-симметричного оптического элемента на оптической оси всегда будет нулевая амплитуда радиальной составляющей электрического поля: $E_r(r=0) = 0$.

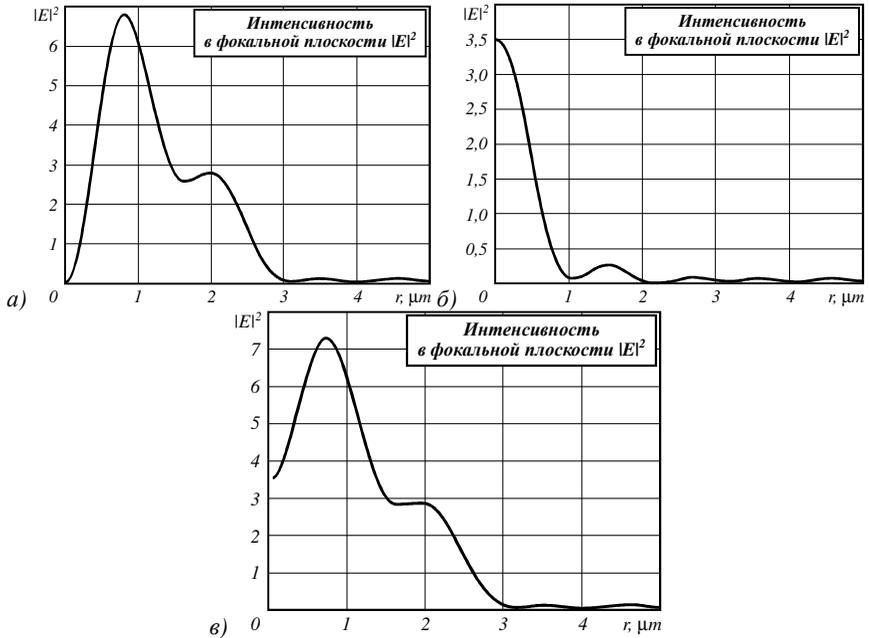


Рис. 1.4 Радиальные распределения интенсивности $|E_r|^2$ (а), $|E_z|^2$ (б) и $|E|^2=|E_r|^2+|E_z|^2$ (в) в фокусе линзы (рис. 1.3а) при падении на нее плоской волны с радиальной поляризацией. По оси ординат – относительные единицы

На рис. 1.5 показано радиальное распределение полной интенсивности $|E|^2=|E_\phi|^2$ (других проекций у электрического вектора в этом случае нет) при падении на линзу (рис. 1.3а) плоской волны с азимутальной проекцией. Видно, что в фокусе образуется кольцевое распределение интенсивности с нулевым значением на оптической оси.

Плоско-выпуклая сферическая линзы имеет максимальную числовую апертуру $NA_0 = (n^2 - 1)^{1/2} / n = 0,745$. Это ограничение возникает из-за полного внутреннего отражения лучей внутри линзы. Поэтому половина максимального угла схождения лучей в фокусе равна 48 градусов (при $n=1,5$ – показатель преломления линзы).

Чтобы достичь максимальной числовой апертуры NA_0 надо, чтобы радиус апертуры R_0 плоско-выпуклой сферической линзы был равен $R_0=R/n$, где

R_1 – радиус кривизны сферической поверхности. В нашем случае $R_1=10$ мкм, поэтому $R_0=6,4$ мкм. Радиус апертуры линзы на рис. 1.3а равен $R=6$ мкм, что близко к максимальному значению R_0 . Однако при приближении радиуса апертуры (при заданном радиусе кривизны R_1) к максимальному значению R_0 фокальное пятно не уменьшается из-за аберраций. У двояковыпуклых сферических линз числовая апертура может достигать единицы.

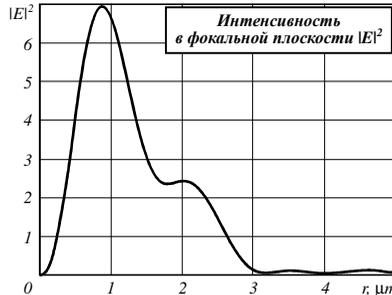


Рис. 1.5 Радиальное распределение интенсивности $|E|^2=|E_\phi|^2$ в фокальной плоскости линзы (рис. 1.3а) при падении на нее плоской волны с азимутальной поляризацией

Рассмотрим фокусировку плоской волны с радиальной поляризацией двояковыпуклой сферической микролинзой. Параметры линзы (рис. 1.6а): радиусы кривизны $R_1=8,125$ мкм, $R_2=7,08$ мкм, радиус апертуры $R=7$ мкм, толщина линзы на оптической оси $d=10$ мкм, показатель преломления $n=1,5$. Длина волны $\lambda=1$ мкм.

Хотя при выбранных радиусах кривизны R_1 и R_2 сферических поверхностей диаметр фокального пятна (рис. 1.6б) минимальный (при сохранении радиуса апертуры R), но энергетическая эффективность такой линзы около 50%. На рис. 1.6б показаны лучи, проходящие через линзу (рис. 1.6а), построенные с помощью коммерческой программы TrasePro. Видно, что только часть лучей, попавших внутрь линзы, попадает в фокальную область. Остальные лучи, из-за полного внутреннего отражения, выходят из линзы в других направлениях.

Максимальный угол, под которым к оптической оси приходят лучи в фокальную точку, равен примерно 60 градусов (половина угла). То есть числовая апертура такой линзы (рис. 1.6а) около $NA=\sin(60)=0,86$. Это почти в два раза больше, чем NA для линзы, показанной на рис. 1.3а. Диаметр фокального пятна по полуспаду интенсивности (рис. 1.6б) равен $\text{FWHM}=0,78\lambda$. Полный диаметр (удвоенное расстояние от максимума до первого минимума) равен $1,4\lambda$, а площадь фокального пятна по полуспаду интенсивности равна $\text{HMA}=0,48\lambda^2$. Напомним для сравнения, что минимальная (при $NA=1$) площадь диска Эйри в скалярном параксиальном слу-

чае меньше и равна $\text{NMA}=0,338\lambda^2$. Таким образом, из-за aberrаций сферической линзы достичь минимального диаметра фокального пятна, например, как в работах [6, 22], не удастся.

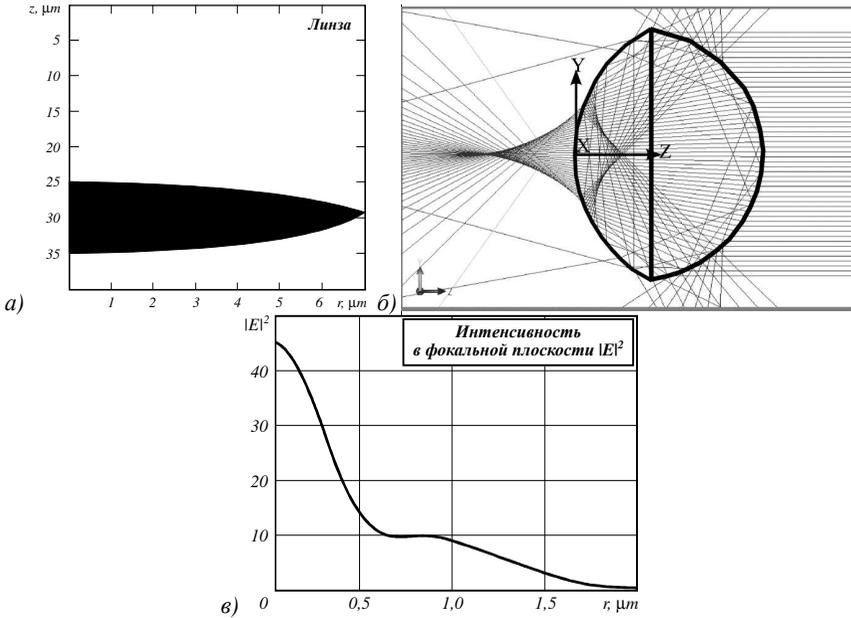


Рис. 1.6. Двояковыпуклая сферическая микро линза (а), ход лучей в такой линзе (программа TracePro) (б) и радиальное распределение интенсивности $|E|^2=|E_r|^2+|E_z|^2$ в фокальной плоскости (в) при падении плоской волны с радиальной поляризацией

Рассмотрим фокусировку плоской волны с радиальной поляризацией, падающей нормально на плоскую поверхность цилиндрической градиентной микролинзы Микаэляна (ЛМ) [34]. Показатель преломления ЛМ зависит о радиальной переменной следующим образом:

$$n(r) = n_0 ch^{-1} \left[\frac{\pi r}{2L} \right], \tag{1.72}$$

где n_0 – показатель преломления на оптической оси, L – толщина линзы вдоль оптической оси (линза выглядит как цилиндр или как кусок градиентного волокна).

Все лучи, параллельные оптической оси, и падающие на ЛМ, собираются в фокус на оптической оси на противоположной стороне линзы. Параметры микролинзы (рис. 1.7а): $n_0 = 1,5$, $L=10$ мкм, радиус апертуры линзы $R=6$ мкм. Длина волны света $\lambda=1$ мкм.

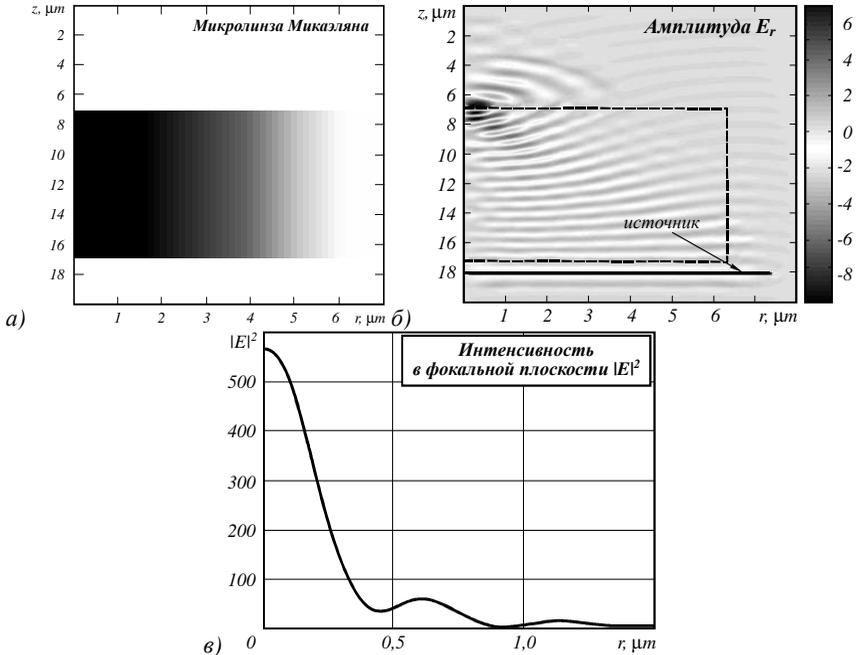


Рис. 1.7 Цилиндрическая линза Микаэляна (зависимость показателя преломления от радиальной координаты показана в полутонах) (а), мгновенное распределение амплитуды E_r на расчетном поле 8×20 мкм (б), радиальное распределение интенсивности $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ в фокальной плоскости (сразу за выходной плоскостью линзы) (в)

На рис. 1.7а показано радиальное распределение показателя преломления в градиентной микролинзе (1.72).

Мгновенное поле амплитуды E_r размером 8×20 мкм показано на рис. 1.7б. А на рис. 1.7в показано радиальное распределение полной интенсивности электрического поля $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ в фокальной плоскости ЛМ. Диаметр фокального пятна по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM} = 0,44\lambda$, а радиус от максимума интенсивности до первого минимума равен $0,45\lambda$. Площадь фокального пятна по полуспаду равна $\text{НМА} = 0,152\lambda^2$.

Площадь этого пятна (рис. 1.7в) немного меньше, чем полученного в [6] с помощью микрообъектива с $NA = 0,9$ и кольцевой диафрагмы ($\text{НМА} = 0,160\lambda^2$), но немного больше, чем площадь фокального пятна, полученного в [22] с помощью параболического зеркала ($\text{НМА} = 0,134\lambda^2$). Изготовить градиентную микролинзу (рис. 1.7а) можно в виде бинарного фотонного кристалла [28].

Рассмотрим фокусировку гауссового пучка с радиальной поляризацией коническим микроаксиконом (рис. 1.8а). Параметры аксикона: радиус круглого основания конуса (радиус апертуры) $R = 7$ мкм, толщина аксикона (высота конуса) $d = 6$ мкм, показатель преломления $n = 1,5$. Длина волны $\lambda = 1$ мкм, радиус перетяжки гауссового пучка $w = 7$ мкм.

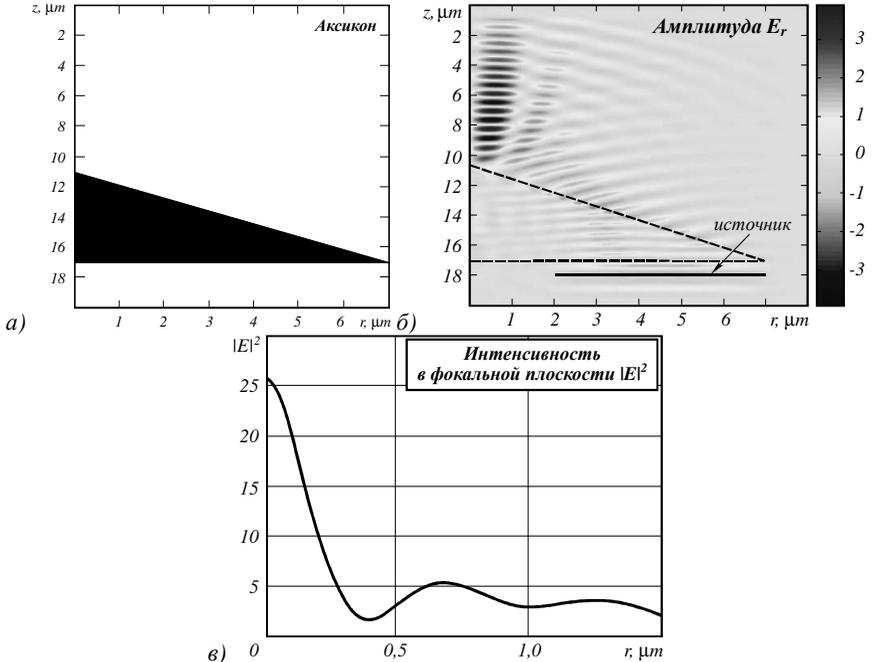


Рис. 1.8 Конический микроаксикон (а), мгновенная амплитуда E_r , рассчитанная на поле 8×20 мкм (б) и радиальное распределение интенсивности $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ в фокальной плоскости аксикона (сразу за его вершиной) (в)

На рис. 1.8б показана рассчитанная мгновенная амплитуда радиальной компоненты электрического поля E_r на площадке размером 8×20 мкм (вертикальная ось – z , горизонтальная ось – r).

Горизонтальный отрезок показывает расположение перетяжки падающего на аксикон гауссового пучка. На рис. 1.8в показано радиальное распределение интенсивности $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ в фокальной плоскости аксикона (сразу за его вершиной). Радиус фокального пятна от максимума интенсивности до первого минимума равен $0,40\lambda$, а диаметр фокального пятна по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM} = 0,36\lambda$. Площадь фокального пятна на рис. 1.8в по полуспаду равна $\text{HMA} = 0,102\lambda^2$.

Эта площадь меньше, чем рекордное значение, полученное в [22] ($NMA=0,134\lambda^2$). Заметим, что числовая апертура аксикона в этом случае не большая $NA=0,65$.

Если осветить аксикон (рис. 1.8а) кольцевым гауссовым пучком $\exp(-(r-r_0)^2/w^2)$ с радиальной поляризацией, где $r_0 = 4,5$ мкм, а $w = 2,5$ мкм – радиус гауссового пучка, то получим рекордные на сегодняшний день параметры фокального пятна: площадь по полуспаду интенсивности $NMA=0,096\lambda^2$ и диаметр по полуспаду $FWHM=0,35\lambda$. На рис. 1.9а показано рассчитанное радиальное распределение интенсивности в фокусе аксикона (рис. 1.8а), освещенного кольцевым гауссовым пучком, а на рис. 1.9б в полтонах показана дифракционная картина в фокальной плоскости (сразу за вершиной конуса) в координатах (x,y) .

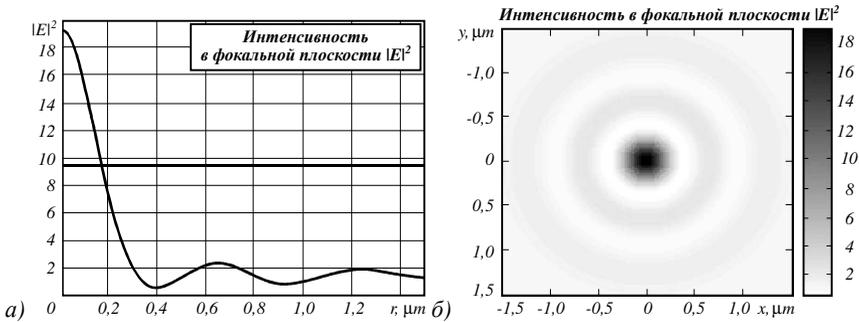


Рис. 1.9 Радиальное распределение интенсивности $|E|^2=|E_r|^2+|E_z|^2$ в фокусе микроаксикона, освещенного кольцевым гауссовым пучком с радиальной поляризацией, и двумерная полутоновая картина дифракции (негатив) в фокальной плоскости в координатах (x,y) (б)

Можно отметить и недостаток такой острой фокусировки лазерного пучка с помощью аксикона: не высокая энергетическая эффективность. Из рис. 1.9а видно, что максимальная интенсивность в фокусе составляет всего 20 относительных единиц, что в 30 раз меньше, чем интенсивность в фокусе линзы Микаэляна (рис. 1.7б) с тем же радиусом апертуры. Это объясняется тем, что аксикон формирует фокальную область с увеличенной глубиной резкости. Например, для аксикона на рис. 1.8а глубина резкости по полуспаду интенсивности составляет 3 мкм, а для ЛМ на рис. 1.8а глубина резкости всего 0,5 мкм.

В этом параграфе получены следующие результаты [35]: разработана радиальная модификация известного метода FDTD, предназначенного для приближенного решения уравнений Максвелла в цилиндрических координатах с помощью конечно-разностных схем; алгоритм реализован в среде программирования Matlab-7.0; разработанный метод позволяет относи-

тельно быстро моделировать дифракцию осе-симметричных световых полей с линейной, радиально и азимутальной поляризациями на оптических элементах, обладающих радиальной (осевой) симметрией; с помощью численного моделирования показано, что при фокусировке лазерного света плоско-выпуклой или двояковыпуклой сферическими микролинзами не удастся преодолеть дифракционный предел (диаметр диска Эйри) в размерах фокального пятна; так микролинза с числовой апертурой $NA=0,86$ фокусирует плоскую волну с радиальной поляризацией в пятно площадью по полуспаду интенсивности $0,48\lambda^2$, а площадь диска Эйри (при $NA=1$) равна $0,338\lambda^2$; численно показано, что дифракционный предел можно преодолеть с помощью градиентной цилиндрической микролинзы Микаэляна; например, плоская волна с радиальной поляризацией, сфокусированная градиентной микролинзой с радиусом основания 6 мкм и высотой цилиндра 10 мкм формирует фокальное пятно площадью по полуспаду $0,152\lambda^2$; это меньше, чем площадь фокального пятна, полученного с помощью многолинзового микрообъектива с $NA=0,9$ в [6] – $0,160\lambda^2$; также численно показано, что фокальное пятно минимального диаметра и площади может быть сформировано с помощью стеклянного конического микроаксикона; например, при фокусировке кольцевого гауссового пучка с радиальной поляризацией микроаксиконом с радиусом основания конуса 7 мкм и высотой конуса 6 мкм площадь фокального пятна по полуспаду интенсивности может быть равна $0,096\lambda^2$, что меньше, чем площадь фокального пятна, полученного с помощью параболического зеркала с $NA=1$ в [22] – $0,134\lambda^2$ и меньше площади фокального пятна, получающегося при фокусировке тем же зеркалом кольцевого пучка [7] – $0,101\lambda^2$.

1.2 Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксиконов

Сфокусировать электромагнитное поле в свободном пространстве в области, удаленной (больше чем на длину волны) от объектов, нельзя в объеме меньший дифракционного предела, который задается в общем случае соотношением неопределенности [36]:

$$k_x d \geq 2\pi, \quad (1.73)$$

где d – диаметр фокусного пятна, k_x – проекция волнового вектора на ось, перпендикулярную оптической оси (ось распространения пучка z). Так как максимальное значение k_x равно $k_0 = 2\pi / \lambda$ (волновое число), λ – длина волны, то вместо (1.73) можно записать:

$$d \geq \lambda. \quad (1.74)$$

Соотношение неопределенности (1.73) или дифракционный предел (1.74) записывается в разных формах, в зависимости от определения величины диаметра пучка света d . Например, в [37] соотношение неопределенности (1.73) приведено в другой форме:

$$\Delta x \geq \frac{\lambda}{2\pi}, \quad (1.75)$$

где Δx – минимальная ширина (диаметр) фокусного пятна. Конечно в (1.73)-(1.75) под λ понимается длина волны в вакууме. Если фокусировать свет в однородном диэлектрике, то вместо λ в (1.73)-(1.75) надо использовать λ/n , где n – показатель преломления вещества. Неравенство (1.74) также следует из уравнения для дифракционной решетки:

$$d \sin \theta = \lambda, \quad (1.76)$$

где d – период дифракционной решетки, θ – угол дифракции лучей в первый порядок. Если рассматривать, следуя Аббе, объект как совокупность дифракционных решеток, то лучи, чтобы попасть в апертуру изображающего объектива, должны распространяться к оптической оси под углами меньшими 90 градусов. Поэтому из (1.73) следует условие (1.74), которое означает, что дифракционные решетки (или детали объекта) с периодом меньшим длины волны не попадут в объектив, и не будут разрешаться в изображении. Поэтому условие (1.74) не только ограничивает минимальный диаметр фокусного пятна, но и минимальное разрешение любым объективом. Однако, все что было сказано выше не имеет места, если фокусировать свет вблизи поверхностей раздела сред или изображать (наблюдать) объект в ближней зоне дифракции, там, где присутствуют поверхностные (неоднородные, исчезающие, *evanescent*) волны. В [38] было предложено формировать идеальное изображение источника в ближней зоне с помощью среды с отрицательным показателем преломления (суперлинзы, $n < 0$). В [39, 40] было промоделировано и экспериментально реализовано сверхразрешающее изображение с помощью суперлинзы в ближней зоне. В качестве суперлинзы использовался тонкий слой серебра толщиной 50 нм. Эксперимент состоял в получении сверхразрешающего изображения в слое резиста амплитудной дифракционной решетки с периодом 145 нм в ближней зоне с помощью тонкой пленки серебра. Этот эксперимент почти повторяет операции, которые выполняют при контактной фотолитографии. После освещения ультрафиолетом с длиной волны 365 нм трехслойной структуры (амплитудная решетка + пленка серебра + резист) и после проявления, в слое резиста «записалась» и была восстановлена с помощью преобразования Фурье решетка с периодом 170 нм. Это в 1,43 раза меньше, чем дифракционный предел для этой среды: $\lambda/n = 365\text{нм}/1,5=243\text{нм}$.

Похожий эксперимент был осуществлен в [41]. В [42] теоретически показано, что суперлинза с диэлектрической $\varepsilon = -1$ и магнитной $\mu = -1$ проницаемостью будет обеспечивать неограниченное сверхразрешение только в идеальном случае. Если же есть сколь угодно малое поглощение в среде, например, $\varepsilon = \mu = -1 + i10^{-5}$, то поверхностные (исчезающие) волны затухают в среде линзы и не дают вклад в изображение. В идеальном случае, все исчезающие волны от источника (объекта) доходят до изображения в ближней зоне. В этом случае разрешение объекта не будет ограничено. В [42] показано, что для идеальной суперлинзы фокусное расстояние f пропорционально разрешению Δ (или диаметру двумерного фокусного пятна): $f \approx \Delta$, если $0 < f < 0,3\lambda$, и $\Delta = \lambda/2$ (по полуспаду), если $f > \lambda$. Немного ранее в [43] было получено аналитическое решение задачи о 2D суперлинзе. Чтобы оптически разрешить изображение со сверхразрешением в ближней зоне, надо чтобы суперлинза формировала увеличенное изображение. Так в [44] была предложена цилиндрическая суперлинза ($n = -1$) с сечением в виде кольца. Тогда, если источник (объект) находится внутри кольцевой цилиндрической суперлинзы, то снаружи такой линзы сформируется изображение вблизи поверхности линзы с увеличением в $(b/a)^2$ раз, где b и a – радиусы внешнего и внутреннего кругов в сечении цилиндрической линзы. Известны различные типы суперлинз в видимом и ближнем ИК диапазонах, реализованных на практике [45-51]. В [45, 46] теоретически предсказана и потом реализована суперлинза, отрицательная рефракция которой связана с возбуждением плазмонных мод в решетке из двойных золотых наностержней. В [46] экспериментально было показано, что решетка с периодом 640 нм из двойных наностержней (верхний слой стержней имел размеры 220×780 нм, а нижний слой – 120×670 нм, толщина обоих слоев – 50 нм) проявляет негативную рефракцию (измеренная реальная часть эффективного показателя преломления такой среды была равна – 0,3) для длины волны 1,55 мкм (200 ТГц). В [47] было экспериментально показано, что фотонный кристалл (ФК) на основе GaAs обладает отрицательной рефракцией ($n < 0$) в ближнем ИК диапазоне. В [48-50] теоретически показано, что многослойный цилиндр с кольцевым сечением, состоящий из тонких слоев диэлектрика и металла, так чтобы была реализована анизотропная гиперболическая среда ($\varepsilon_\theta > 0$, $\varepsilon_r < 0$, составляющие тензора диэлектрической проницаемости в полярной системе координат):

$$-\frac{k_\theta^2}{|\varepsilon_r|} + \frac{k_r^2}{\varepsilon_\theta} = \frac{\omega^2}{c^2}, \quad (1.77)$$

где k_θ и k_r соответствующие проекции волнового вектора, ω – циклическая частота электромагнитного поля и c – скорость света, будет представлять собой гиперлинзу. Если объект расположить внутри такой гиперлинзы, то

снаружи вблизи поверхности сформируется изображение объекта со сверхразрешением и с увеличением. То есть детали объекта, меньшие длины волны, в изображении на внешней поверхности цилиндра будут больше длины волны, и их можно будет разрешить обычной оптикой. В [51] была реализована такая гиперлинза. Полуцилиндр с кольцевым вырезом на подложке из кварца был реализован с помощью чередующихся слоев серебра (толщиной 35 нм) и диэлектрика Al_2O_3 (толщиной 35 нм). Такая многослойная структура имеет анизотропную диэлектрическую проницаемость (реальные части составляющих тензора диэлектрической проницаемости, касательные и нормальные к слоям, имеют разные знаки). Объектом служили две амплитудные линии, полученные литографическим способом и имеющие ширину по 35 нм и разделенных расстоянием 150 нм. Объект освещался ультрафиолетовым светом ТЕ-поляризации с длиной волны 365 нм. С помощью обычной линзы было получено увеличенное изображение этих двух линий, разделенных расстоянием 350 нм (линза могла разрешить расстояние равное $\lambda/NA=260$ нм, NA – числовая апертура линзы). В [52] теоретически рассмотрены исчезающие световые поля, которые в ближнем поле могут формировать фокусное пятно с диаметром много меньше длины волны. Например, для поля с электрическим вектором

$$E_x(y, z=0) = L^2 (y^2 + L^2)^{-1} \exp\{iqy\}, |q| \gg k \quad (1.78)$$

где $q = 1000k$, k – волновое число, $L = 2,5l$, $l = 2\pi/q$, фокус будет находиться на оси в точке ($y = 0$, $z = L$), и будет иметь диаметр равный $l = \lambda/1000$. Конечно, такая модуляция электромагнитного поля не может быть связана с распространяющимся излучением, а скорее связана с электростатическими эффектами вблизи поверхности раздела сред. В [53] численно показано, что гиперболическую линзу, формирующую в ближнем поле субволновое увеличенное изображение, можно реализовать не только в виде цилиндрической линзы, но и в виде плоскопараллельного слоя. Так, моделирование показало, что слой анизотропного вещества ($\epsilon_x = 0,01 - i0,01$, $\epsilon_z = -100$) толщиной 400 нм разрешает две щели шириной по 3 нм (вытянутые вдоль оси y) в металлическом экране ($\epsilon = 1 - i10^4$), разделенных расстоянием 23 нм, если осветить их светом с ТМ-поляризацией и с длиной волны 700 нм. Известны работы, в которых фокусировка света осуществляется с помощью двумерных фотонных кристаллов [54-57]. В [54] с помощью 4-х слойного (четыре ряда отверстий) 2D ФК (период отверстий $a = 0,27\lambda$) с отрицательной рефракцией, состоящего из крестообразных отверстий (длина линий креста равна $0,5a$) в кремнии ($\epsilon = 12 + i0,01$), моделировалась фокусировка гауссова пучка с шириной перетяжки $FWHM = 3,2\lambda$. Показано, что внутри ФК формируется фокусное пятно с диаметром по

полуспаду интенсивности $\text{FWHM}=0,25\lambda$. В [55] моделировался аналогичный 2D ФК с треугольной сеткой круглых отверстий с периодом $a = 0,305\lambda$ и радиусом (отверстий) $r = 0,4a$ в диэлектрике $\varepsilon = 12,96$. Показано, что для ТЕ-поляризации такой ФК обладает отрицательной рефракцией ($n = -1$), и диаметр фокусного пятна равен $\text{FWHM}=0,4\lambda$. В [56] моделировались фокусирующие свойства 2D ФК с отрицательной рефракцией, состоящего из решетки наностержней магнитного и диэлектрического веществ. В пластине ФК был сделан вырез полукругом радиуса R , чтобы фокусировка микроволнового излучения с длиной волны 2,3 см была не внутри ФК, а во внешней области на фокусном расстоянии $f = R/(1-n)$. В [57] экспериментально продемонстрирована фокусировка света с помощью ФК-суперлинзы в диапазоне длин волн от 1,26 мкм до 1,42 мкм. 2D ФК с решеткой отверстий с периодом $a = 0,31\lambda$ и эффективным показателем преломления $n = 2,963$ (кремний на изоляторе) фокусировал слаборасходящийся гауссовый пучок внутри ФК в фокусное пятно диаметром $\text{FWHM}=1,4\lambda$. Если периодически расположенные отверстия ФК реализовывать с разным размером (диаметром), то такие ФК называются градиентными. 2D ФК-линзы на основе градиентных ФК фокусируют свет за поверхностью ФК [58, 59]. Так в [58] с помощью 2D FDTD-метода моделировалась ФК-линза из NxM = 25x8 отверстий в кремнии с периодом a для длины волны $\lambda = 3,6a=1,55$ мкм. Радиусы отверстий варьировались от $r = 0,27a$ до $r = 0,39a$. Минимальное фокусное пятно было равно $\text{FWHM}=1,94a=0,54\lambda$. Это больше дифракционного предела. Фокусное расстояние такой ФК-линзы равно $f = 28,6a$, числовая апертура $\text{NA}=1,4$. В [59] моделировалась аналогичная линза с треугольной решеткой отверстий в кремнии ($n = 3,46$). Радиусы отверстий увеличивались от центра линзы к периферии по закону $r(x) = x^l$ и менялись от $r = 0,25a$ до $r = 0,40a$. При этом минимальное фокусное пятно было получено на расстоянии $f = 10a$ от линзы (при освещении ее гауссовым пучком с диаметром $26a$, где $a = 0,26\lambda$). Диаметр фокусного пятна был равен $\text{FWHM}= 4,9a = 1,27\lambda$.

В данном параграфе анализируется острая фокусировка радиально-поляризованного лазерного света с помощью микрооптики. Поэтому необходимо кратко рассмотреть вопрос о способах формирования лазерных пучков с радиальной поляризацией. Почему используется именно радиальная поляризация? Потому, что линейная и эллиптическая поляризации при острой фокусировке нарушают радиальную симметрию пучка: фокусное пятно получается эллиптическим, и кроме того, продольная составляющая электрического вектора в области фокусировки небольшая по сравнению с поперечными составляющими. При остальных типах поляризации – азимутальной и радиальной – формируются пучки света с кольцевым се-

чением, которые в области фокуса либо остаются кольцевыми (азимутальная поляризация) или преобразуются в круглые фокусные пятна (радиальная поляризация). Кроме того, у азимутальной поляризации нет продольной составляющей даже в области острого фокуса, а для радиальной поляризации в области фокуса продольная составляющая электрического вектора может быть гораздо больше, чем поперечная. Именно продольная составляющая электрического вектора электромагнитной волны ответственна за острый фокус для пучка с радиальной поляризацией. Известны работы по формированию лазерных пучков с радиальной поляризацией с помощью видоизменения резонаторов лазеров [60-63] или с помощью субволновых оптических элементов [64-66]. В [60] в резонатор ниодимового лазера была введена коническая призма из кварца SiO_2 (аксикон диаметром 12 мм), которая вырезана под углом Брюстера (полный угол при вершине аксикона равен 68,4 градусов). Такой лазер формировал кольцевой пучок с радиальной поляризацией и длиной волны 1,06 мкм. Было экспериментально подтверждено, что этот пучок является R-TEM₀₁ модой, и он сохраняет свою кольцевую структуру при распространении. Радиальная составляющая такого пучка описывается функцией:

$$\vec{E}_r(r) = \vec{e}_r \left(\frac{r}{w} \right) \exp \left\{ \frac{-r^2}{w^2} \right\}, \quad (1.79)$$

где r – радиальная координата в сечении пучка, w – радиус перетяжки гауссового пучка и \vec{e}_r – единичный вектор вдоль радиальной координаты. В [61] рассматривается волоконный лазер с диодной накачкой. Волокно с двойной оболочкой и диаметром сердечника 12,5 мкм, длиной 2 м и с числовой апертурой NA=0,15 было допировано ниобием (Yb). Во внешнем резонаторе лазера была установлена двойная коническая призма (двойной аксикон) диаметром 30 мм с углом при вершине 69,2 градуса. Такой лазер генерировал моду радиально-поляризованного излучения с длиной волны 1,040 мкм мощностью 6 мВт. В [62], аналогично работе [61], использовался волоконный лазер, но вместо двойной конической призмы во внешний резонатор поместили один конический аксикон с углом Брюстера при вершине (110,8 градусов для SiO_2). Этот лазер также генерировал кольцевую моду с радиальной поляризацией. В [63] была получена генерация кольцевого лазерного пучка с радиальной поляризацией с помощью обычного ниодимового лазера на длине волны 1,064 мкм, но кристалл ниодима был вырезан специальным образом так, чтобы обыкновенный луч не выходил из резонатора лазера, а необыкновенный усиливался резонатором. В работе [64] радиально-поляризованный лазерный пучок формировался с помощью многослойной субволновой решетки с двулучепреломлением на

длине волны 1,55 мкм. Такая решетка создавалась по технологии литографического клонирования, когда на исходную профилированную поверхность решетки напыляют диэлектрические пленки, слой за слоем, так, что они повторяют профиль исходной решетки. Период решетки был 400 нм, а напылялись слои SiO₂ ($n = 1,446$) и SiN ($n = 1,977$). В [65] для формирования лазерного пучка с радиальной поляризацией на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм использовалась субволновая трапециевидная дифракционная решетка с искривленными штрихами на GaAs с периодом 2 мкм. А в [66] была использована аналогичная бинарная субволновая решетка также на GaAs ($n=3,478$), но уже для длины волны $\lambda = 1,06$ мкм. Диаметр решетки 1 мм, период штрихов 240 нм, а глубина канавок – 470 нм [66]. Таким образом, из предыдущего видно, что почти нет работ по фокусировке лазерного излучения в субволновую область вблизи поверхности раздела сред и с преодолением дифракционного предела, которая бы выполнялась с помощью обычной рефракционной или дифракционной микрооптики. В данной работе с помощью R-FDTD метода [35, 67] показано, что с помощью обычного стеклянного микроаксикона, освещенного лазерной модой с радиальной поляризацией R-TEM₀₁, можно в непосредственной близости от поверхности сформировать фокусное пятно с диаметром по полуспаду FWHM=0,39 λ (для бинарного аксикона) и FWHM=0,30 λ (для рефракционного аксикона). Это меньше, чем было достигнуто ранее FWHM=0,40 λ [35, 67], также меньше, чем сообщалось в [55, 57-59] и тем более меньше, чем дифракционный предел FWHM=0,51 λ .

Экспериментально в [60] показано, что центральное сечение R-TEM₀₁ моды с высокой степенью точности совпадает с модой Эрмита-Гаусса (0,1). Поэтому мы можем аналитически записать распространение такой моды, и потом промоделировать ее фокусировку с помощью микрооптики. Мода Эрмита-Гаусса(ЭГ) имеет вид

$$E_m(x, y, z) = \left[\frac{\sigma_0}{\sigma(z)} \right] \exp\{i(m+n+1)\eta(z) - \frac{ik(x^2 + y^2)}{2R(z)} - \frac{(x^2 + y^2)}{\sigma^2(z)}\} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{\sigma(z)}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{\sigma(z)}\right), \tag{1.80}$$

где $\eta(z) = \arctg(z/z_0)$, $R(z) = z(1+z_0^2/z^2)$, $\sigma(z) = \sigma_0(1+z^2/z_0^2)^{1/2}$, $z_0 = k(\sigma_0)^2/2$, $H_n(x)$ – многочлен Эрмита, $H_0(x)=1$, $H_1(x)=2x$, $\sigma_0 = w$ – радиус перетяжки гауссова пучка. Лазерная мода (7) с радиальной поляризацией равна сумме двух линейно-поляризованных мод $E_{1,0}$ и $E_{0,1}$, одна из которых поляризована по x , а другая по y :

$$E_r(x, y, z) = \left[\frac{2\sqrt{2}\sigma_0}{\sigma^2(z)} \right] \exp \left\{ i2\eta(z) - \frac{ik(x^2 + y^2)}{2R(z)} - \frac{(x^2 + y^2)}{\sigma^2(z)} \right\} (x\vec{e}_x + y\vec{e}_y), \quad (1.81)$$

где в последних круглых скобках стоят два единичных вектора по декартовым осям. Вместо (1.81), введя обозначение единичного вектора, направленного вдоль радиуса полярной системы координат \vec{e}_r , получим окончательное выражение для вектора напряженности электрического поля радиальной-поляризованной лазерной моды R-TEM₀₁

$$\vec{E}_r(x, y, z) = \left[\frac{2\sqrt{2}\sigma_0}{\sigma^2(z)} \right] \exp \left\{ i2\eta(z) - \frac{ikr^2}{2R(z)} - \frac{r^2}{\sigma^2(z)} \right\} r\vec{e}_r. \quad (1.82)$$

При $z=0$ (плоскость перетяжки, где волновой фронт плоский) выражение (1.82) переходит в выражение (1.79). На рис. 1.10 показан модуль амплитуды R-TEM₀₁ моды для радиуса перетяжки гауссова пучка $w=3$ мкм. Из (1.79) следует, что максимальное значение амплитуды поля имеет место при $r = \frac{w}{\sqrt{2}} = 2,14$ мкм.

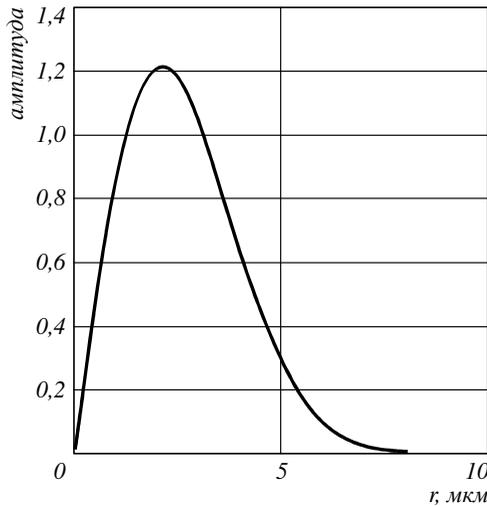


Рис. 1.10 Модуль радиальной составляющей вектора напряженности электрического поля моды R-TEM₀₁

При освещении такой модой с длиной волны $\lambda = 1$ мкм конического микроаксона из стекла (показатель преломления $n = 1,5$) высотой $h = 6$ мкм и радиусом $R = 7$ мкм, радиальное сечение которого показано на

рис. 1.11, вблизи вершины аксикона, лежащей на оптической оси, возникает острый максимум интенсивности $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$.

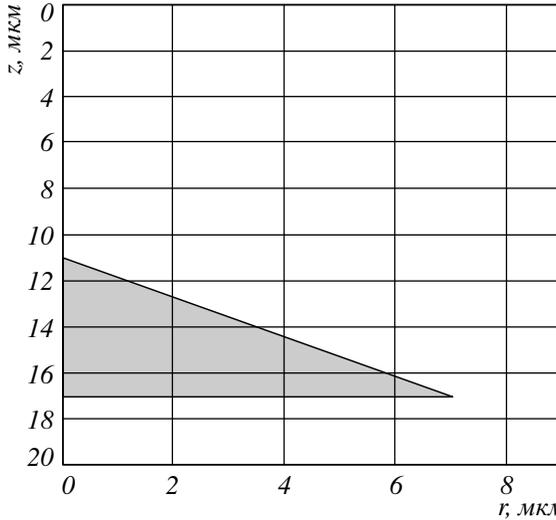


Рис. 1.11 Радиальное сечение конического микроаксикона радиуса $R = 7$ мкм и высотой $h = 6$ мкм

На рис. 1.12а показано осевое (продольное) распределение интенсивности $|E|^2$ внутри и снаружи аксикона (рис. 1.11).

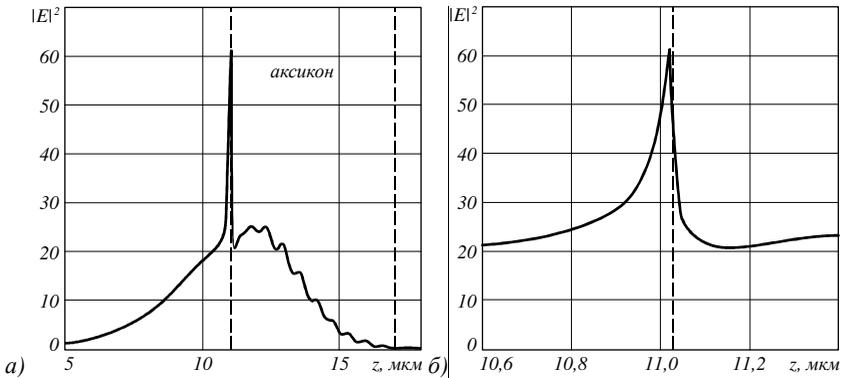


Рис. 1.12 Распределение интенсивности $|E|^2$ вдоль оптической оси при фокусировке R - TEM_{01} моды (рис. 1.10) микроаксиконом (рис. 1.11) (а); в увеличенном масштабе (б), показан участок кривой (а)

На рис. 1.12б показана увеличенная картина: участок распределения интенсивности вблизи вершины аксикона. Вертикальные линии на рис.

1.12 показывают границы аксикона. Расчет производился R-FDTD методом [35] с дискретизацией по пространству $\lambda/50$ и по времени $T/100$, где T – период электромагнитных колебаний. Из рис. 1.12б видно, что субволновая фокусировка света происходит на расстоянии 0,02 мкм от поверхности аксикона и осевая (продольная) ширина фокуса по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM}_z=0,12\lambda$.

На рис. 1.13 показано радиальное распределение интенсивности $|E_z|^2$ (кривая 3), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1) в плоскости фокуса на расстоянии 20 нм от вершины аксикона (рис. 1.12).

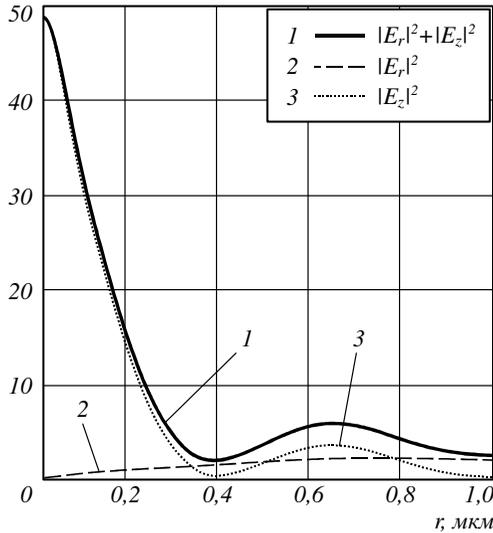


Рис. 1.13 Радиальные распределения интенсивности $|E_z|^2$ (кривая 3), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1) в плоскости фокуса на расстоянии 20 нм от вершины аксикона (рис. 1.12)

Максимальное значение интенсивности $|E_z|^2$ в фокусе (рис. 1.13) около 50 произвольных единиц (аксикон освещается волной с максимальным значением амплитуды 1,2 произвольных единиц, рис. 1.10). То есть в фокусе интенсивность света возросла в 50 раз по сравнению с интенсивностью освещающего поля. Диаметр фокусного пятна (рис. 1.13) по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0,30\lambda$, а площадь фокусного пятна по полуспаду интенсивности равна $\text{HMA}=0,071\lambda^2$. Для сравнения отметим, что этот диаметр в 1,7 раз меньше, чем диаметр дифракционного пятна Эйри ($\text{FWHM}=0,51\lambda$), а площадь в 2,87 раз меньше, чем площадь дифракционного пятна Эйри ($\text{HMA}=0,204\lambda^2$). Теоретически оценить размер фокусного пятна вблизи вершины аксикона (рис. 1.13) можно с помощью следующих

рассуждений. Излучение, падает на конусную поверхность аксикона почти под углом полного внутреннего отражения: $\sin \theta = 1/n = 0,67 \geq \sin \theta' = h^2 / (R^2 + h^2) = 0,65$, где θ – угол полного внутреннего отражения, а θ' – угол падения света на конусную поверхность аксикона. При этом поверхностная волна распространяется по конической поверхности аксикона к его вершине, и вблизи самой вершины внутри и снаружи (рис. 1.12б) сформируется фокус, амплитуду которого можно описать функцией Бесселя нулевого порядка $J_0(krn \cos \theta')$. Так как $J_0^2(1,1) \approx 0,5$, то $k rn \cos \theta' = \frac{2\pi rnR}{\sqrt{R^2 + h^2}} = 0,35\pi$, откуда следует, что диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности оценивается величиной

$$FWHM = 2r = \frac{0,35\sqrt{R^2 + h^2}}{nR} \lambda \approx 0,31\lambda. \tag{1.83}$$

Это значение близко к величине, следующей из рис. 1.13: $FWHM=0,30\lambda$. Аналогично рассуждая, можно оценить минимальный диаметр субволнового фокусного пятна, которое можно сформировать с помощью поверхностной волны вблизи поверхности рефракционного оптического элемента с показателем преломления n :

$$FWHM_{\min} \approx \frac{\lambda}{3n}. \tag{1.84}$$

Это меньше, чем предел разрешения Аббе в среде, равный $\lambda/2n$ [68]. Оценить диаметр минимального фокусного пятна можно также с помощью субволнового гауссова пучка. Фурье-спектр гауссова пучка с амплитудой

$$E(x) = \exp\left(-\frac{x^2}{w^2}\right), \tag{1.85}$$

и радиусом перетяжки $w = \frac{\lambda}{m}$, $m > 1$, также будет гауссовым пучком:

$$E(\xi) = \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left\{-\frac{x^2}{w^2}\right\} \exp\{ik\xi x\} dx = \frac{k w}{2\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right\}, \tag{1.86}$$

с радиусом перетяжки $\xi_0 = \frac{2}{k w} = \frac{m}{\pi}$. Если $m > \pi$, то $\xi_0 > 1$, и значит разрешить такой гауссовый пучок можно с использованием поверхностных волн, которые быстро затухают в субволновой области вблизи перетяжки гауссова пучка. Если $m < \pi$, то $\xi_0 < 1$, и разрешить такой гауссов пучок можно без поверхностных волн с помощью обычной рефракционной оптики. Поэтому минимальное фокусное пятно гауссова типа, которое можно

сформировать в однородной среде с показателем преломления должно иметь радиус перетяжки равный

$$w = \frac{\lambda}{\pi n}. \tag{1.87}$$

То, что в получившемся фокусе (рис. 1.12 и рис. 1.13) поперечные размер (FWHM=0,30λ) больше, чем продольный размер (FWHM=0,12λ), подтверждает, что волна в основном распространялась не вдоль оси z, а вдоль конической поверхности (внутри и снаружи ее) аксикона под углом $\arctg(R/h) = \arctg(1,2) > \pi/4$ к оптической оси. То, что почти все падающее на аксикон излучение участвует в формировании фокусного пятна, следует из сравнения максимальной интенсивности в фокусе $|E|^2 \approx 50$ в произвольных единицах (рис. 1.13) с отношением энергии падающего пучка к квадрату длины волны:

$$W_0 / \lambda^2 = \left(\frac{2\sqrt{2}}{w\lambda} \right) \iint r^2 \exp\left\{-2\frac{r^2}{w^2}\right\} r dr d\varphi = 2\pi \left(\frac{w}{\lambda} \right)^2 \approx 56,5. \tag{1.88}$$

Бинарный аксикон более технологичен при изготовлении, чем конический аксикон, рассмотренный в предыдущем параграфе. Бинарный аксикон может быть изготовлен по технологии фотолитографии с помощью одной бинарной амплитудной маски в виде концентрических темных и светлых колец одинаковой толщины. На рис. 1.14 показано радиальное сечение бинарного микроаксикона, соответствующего коническому аксикону (рис. 1.11).

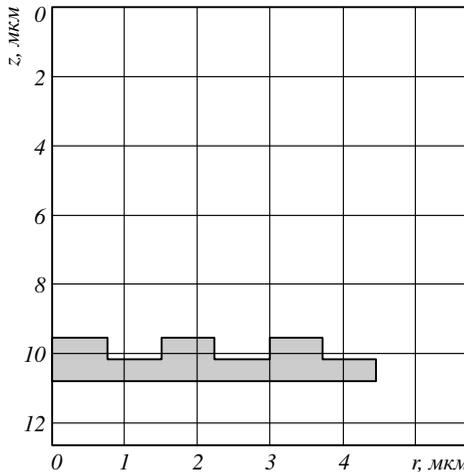


Рис. 1.14 Радиальное сечение бинарного аксикона и его расположение в окне, в котором производится расчет

Аксикон (рис. 1.14) имеет высоту ступенек $H = \lambda / 2(n - 1) \approx 633$ нм для длины волны $\lambda = 633$ нм и показателя преломления $n = 1,5$, ширина ступеньки $d = 0,74$ мкм равна ширине «ямки» $D - d = 0,74$ мкм, а период бинарного аксикона равен $D = 2d = 1,48$ мкм. Общая высота аксикона (вдоль оси z) равна $2H = 1,266$ мкм. Радиус аксикона равен трем периодам $R = 3D = 4,44$ мкм. В этом параграфе приведены результаты моделирования острой фокусировки лазерной моды R-TEM₀₁ с помощью бинарного аксикона (рис. 1.14). На рис. 1.15 показано распределение амплитуды моды R-TEM₀₁ с радиусом перетяжки $w = 1,9$ мкм. Максимальное значение амплитуды находится при $r = 1,36$ мкм.

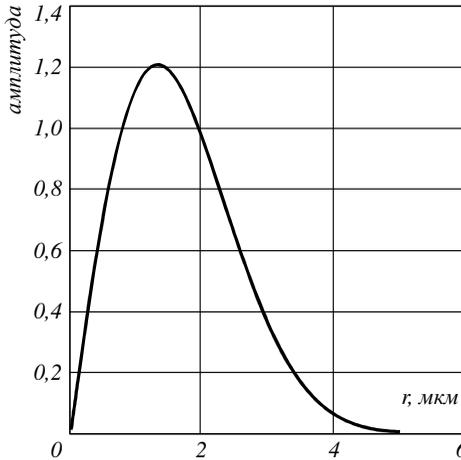


Рис. 1.15 Радиальное распределение амплитуды R-TEM₀₁ моды при $z=0$ и $w=1,9$ мкм

В Таблице 1.1 приведены данные по зависимости фокусного расстояния аксикона (f) и диаметра фокусного пятна по полуспаду интенсивности (FWHM) от длины волны освещающего аксикон излучения (λ).

Таблица 1.1 Зависимость диаметра фокусного пятна по полуспаду интенсивности (FWHM) и фокусного расстояния (f) от длины волны (λ).

λ , мкм	FWHM, λ	f , мкм
0,600	0,69	0,64
0,630	0,56	0,53
0,700	0,45	0,19
0,750	0,46	0,19
0,850	0,39	0,08

Из Таблицы 1.1 видно, что хроматическая дисперсия бинарного микроаксикона такая же (по знаку), как и у обычной дифракционной решетки:

более длинные волны дифрагируют под большим углом к оптической оси. Поэтому из Таблицы 1.1 следует, что с ростом длины волны λ в пределах от 0,600 мкм до 0,850 мкм фокусное пятно формируется все ближе к вершине аксикона, и его диаметр (в длинах волн) уменьшается.

Минимальный диаметр фокусного пятна был равен $\text{FWHM}=0,39\lambda$ и формировался в непосредственной близости от вершины аксикона ($f=0,08$ мкм). На рис. 1.16 показано распределение интенсивности $|E|^2$ вдоль оптической оси (а) и радиальные распределения интенсивности $|E_z|^2$ (кривая 3), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1) в плоскости фокуса (б) для длины волны 850 нм.

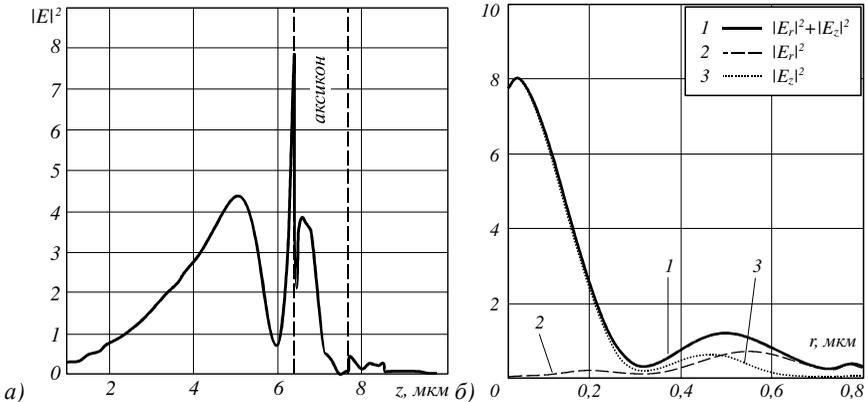


Рис. 1.16 Распределение интенсивности $|E|^2$ вдоль оптической оси (а) и радиальные распределения интенсивности $|E_z|^2$ (кривая 3), $|E_r|^2$ (кривая 2) и $|E|^2 = |E_r|^2 + |E_z|^2$ (кривая 1) в плоскости фокуса (б) для длины волны 850 нм

Из рис. 1.16 видно, что вблизи центральной круговой ступеньки бинарного аксикона (рис. 1.14) формируется острый фокус, максимальная интенсивность в котором в относительных единицах равна 7,5, а диаметр по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0,39\lambda$, а площадь по полуспаду интенсивности равна $\text{HMA}=0,119\lambda^2$. Это немного меньше, чем было получено в [35], но больше, чем диаметр фокусного пятна, получившегося для конического аксикона в предыдущем параграфе. Так как полная энергия лазерного пучка (рис. 1.15) моды R-TEM₀₁ равна (аналогично Ур. (1.88)) $W_0/\lambda^2 \approx 32$, при условии, что $w = 1,9$ мкм, то в формировании фокуса (рис. 1.16) участвует только 25% этой световой энергии. То есть при освещении модой трех периодов бинарного аксикона (рис. 1.14) в фокусное пятно вблизи поверхности аксикона на оптической оси дают вклад примерно полтора центральных периода. На рис. 1.17 показаны мгновенные распределения амплитуды E_r (а) и амплитуды E_z (б), при дифракции R-TEM₀₁

моды с длиной волны 850 нм (рис.6) на бинарном аксиконе (рис. 1.14) в вычисляемой области.

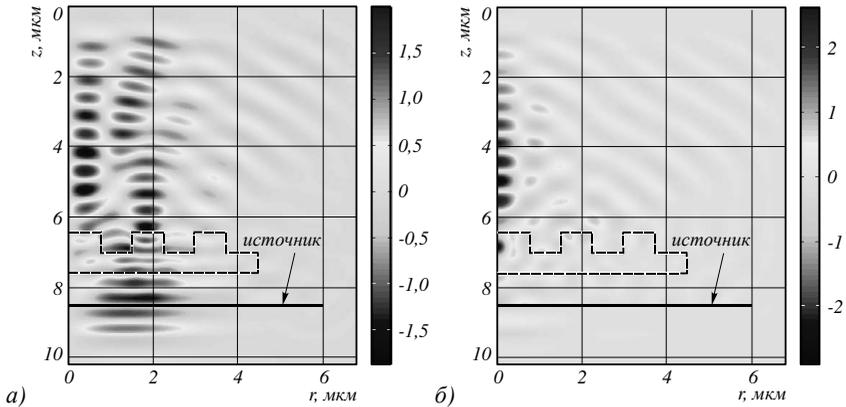


Рис. 1.17 Мгновенные распределения амплитуды E_r (а) и амплитуды E_z (б), при дифракции R-TEM₀₁ моды с длиной волны 850 нм (рис.6) на бинарном аксиконе (рис.5) в вычисляемой области

Из рис. 1.17 видно, что каждая ступенька профиля аксикона формирует в основном свой лепесток в картине дифракции: центральная приосевая ступенька формирует основной первый лепесток фокусной картины, вторая кольцевая ступенька аксикона – второй кольцевой лепесток, и третья ступенька – третий лепесток. Таким образом, бинарный аксикон, проще при изготовлении, но менее эффективен при острой фокусировке, чем конический аксикон, хотя и он (бинарный аксикон) формирует фокусное пятно (FWHM=0,39λ) меньшее, чем дифракционный предел (FWHM=0,51λ).

В заключении этого параграфа заметим, что сформировать моду R-TEM₀₁ с радиусом перетяжки $w = 3$ мкм (рис. 1.10) или $w = 1,9$ мкм (рис. 1.15) можно с помощью обычной фокусирующей оптики и моды R-TEM₀₁, выходящей из лазера и имеющей радиус перетяжки несколько миллиметров. Это возможно, так как мода не меняет своей структуры (с точностью до масштаба) при распространении в пространстве и при фокусировке.

В этом параграфе с помощью моделирования на основе радиального R-FDTD метода [35, 67] показано [69], что при освещении стеклянного конического микроаксикона с радиусом основания 7 мкм и высотой 6 мкм кольцевой лазерной R-TEM₀₁ модой с радиальной поляризацией и длиной волны $\lambda = 1$ мкм в непосредственной близости от вершины конуса на расстоянии 20 нм формируется острый фокус, поперечный диаметр которого по полуспаду интенсивности равен FWHM=0,30λ, а продольный (осевой) размер фокуса по полуспаду интенсивности равна FWHM_z=0,12λ. При

этом площадь фокусного пятна по полуспаду интенсивности равна $NMA=0,071\lambda^2$. Для сравнения отметим, что полученное фокусное пятно имеет диаметр в 1,7 раз меньший, чем диаметр минимального дифракционного пятна Эйри ($FWHM=0,51\lambda$), а площадь в 2,87 раз меньше, чем площадь пятна Эйри ($NMA=0,204\lambda^2$). Полученное фокусное пятно меньше, чем ранее сообщалось в работах [35, 55, 57-59, 67].

1.3 Субволновая фокусировка с помощью бинарного микроаксикона с периодом 800 нм

Известно, что с помощью аксикона можно сформировать на определенном участке оптической оси лазерный бездифракционный пучок Бесселя. Интерес к таким пучкам не ослабевает до сих пор. В [70] с помощью световода диаметром 30 мкм с кольцевым сечением из плавящего кварца (толщина кольца 3 мкм), на конце которого была помещена линза с радиусом кривизны 70 мкм, сформирован Бесселев пучок диаметром 20 мкм и протяженностью 500 мкм (длина волны $\lambda=1,55$ мкм). В [71] FDTD-методом моделировался 2D фотонный кристалл из прямоугольной сетки диэлектрических стержней в форме аксикона: основание $20a$, высота аксикона $10a$, показатель преломления стержней $n=3,13$, радиус стержней $0,22a$, длина волны $\lambda=a/0,36$, a – период решетки стержней. Показано, что на расстоянии $z < 30a$ формируется расходящийся Бесселев пучок с диаметром по полуспаду интенсивности $FWHM=1,5\lambda$. В [72] экспериментально с помощью радиально-поляризованного лазерного пучка ($\lambda=532$ нм), конического аксикона и иммерсионной микролинзы с числовой апертурой $NA=1,25$ в серебряной пленке толщиной 50 нм (с диэлектрической проницаемостью $\epsilon=-10,1786-i0,8238$) сформирована поверхностная плазмонная волна в виде концентрических колец, описываемых функцией Бесселя первого порядка. Диаметр центрального осевого кольца 278 нм, толщина – 250 нм $\approx 0,5\lambda$. Картина поверхностного плазмона наблюдалась в микроскопе ближнего поля Veeco Augo 3 с разрешением 50–100 нм. Аналогично в [73] с помощью He-Ne лазера ($\lambda=632,8$ нм), излучающего радиально-поляризованный свет, аксикона и иммерсионной линзы с $NA=1,4$ в пленке золота толщиной 44 нм ($\epsilon=0,3+i3,089$) формировался поверхностный плазмон с фокусной точкой в центре диаметром $FWHM=0,22\text{мкм}=0,35\lambda$. Плазмон наблюдался с помощью латексного шара диаметром 175 нм. В [74, 75] исследовалась фокусировка лазерного света вблизи кольцевой структуры на металле. В [74] FDTD-методом проведено моделирование фокусировки зонной пластинки с радиусом колец $r_n^2=2nf\lambda + n^2\lambda^2$, $f=1$ мкм, $\lambda=633$ нм, выполненной в тонких пленках серебра (50 нм) и золота (50 нм), напыленных на кварце. Диаметр кольцевой структуры 13 мкм. Показано, что на расстоянии $z=1,5$ мкм от пластины возникает фокальное пятно диаметром по по-

лупсуду $\text{FWHM}=0,3\lambda$ (полная ширина пятна – $0,7\lambda$). В [75] экспериментально организованы аналогичные кольцевые структуры (диаметр 8 мкм) в пленке золота (100 нм). В микроскоп ближнего поля NTEGRA (NT-MDT) с разрешением 100 нм на расстоянии $z=1,6$ мкм наблюдалось фокальное пятно диаметром по полусуду интенсивности $\text{FWHM}=1,7\lambda$ (полный диаметр 5λ), $\lambda=633$ нм. Хотя теория предсказывает размер фокального пятна $\text{FWHM}=0,5\lambda$. В [76] с помощью 8 отверстий, выполненных симметрично по кругу диаметром 200 нм (диаметр круга 1 мкм) в PMMA резисте на стекле, в некогерентном свете с длиной волны $\lambda=650$ нм на расстоянии 500 нм от поверхности зарегистрировано фокальное пятно диаметром $\text{FWHM}=0,4\lambda$ (полный диаметр $1,2\lambda$). В [77] на пленке аморфного кремния толщиной 120 нм реализована линза Френеля с фокусным расстоянием $f=5$ мкм и диаметром 50 мкм для длины волны $\lambda=575$ нм (26% пропускания). В иммерсии линза имела числовую апертуру $NA=1,55$ и фокусировала свет в фокальное пятно диаметром $\text{FWHM}=0,9\lambda$. Интересно, что измерено это пятно было с помощью флуоресцентной сферы с диаметром 0,5 мкм. В [78] были изготовлены различные растры микролинз с диаметром 10 мкм на резисте с плотной упаковкой и с числовыми апертурами от 0,27 до максимальной 0,46. Минимальное фокусное пятно в эксперименте было равно 1,5 мкм ($\lambda = 0,633$ мкм). В [79] предложены плазмонные структуры для субволновой фокусировки света в ближнем поле $kr < 4$ (при этом пятно фокусировки будет меньше $\lambda/2$). Известны также работы, в которых теоретически [80] и экспериментально [81] исследовалась фокусировка света в ближнее поле с помощью бинарного дифракционного аксикона. В [80] была разработана приближенная теория, которая хорошо описывает дифракционный аксикон с периодом колец $T < 5\lambda$. В этом случае бинарный аксикон можно рассматривать как дифракционную решетку, если центральную часть аксикона закрыть непрозрачным диском. Показано, что для аксикона с периодом $T=5\lambda$, радиусом 40λ , на расстоянии 40λ от поверхности аксикона диаметр фокального пятна будет равен $\text{FWHM}=0,88\lambda$. В [81] экспериментально исследовался бинарный аксикон (диаметр 30 мкм) с периодом $T=33$ мкм (он соответствует коническому аксикону из стекла с углом при вершине 88°), выполненным на резисте ZEP520A (показатель преломления $n=1,46$). Было показано, что диаметр лазерного пучка не зависит от длины волны, что на расстоянии от 0 до $z=50$ мкм радиус Бесселева пучка растет от 1,2 мкм ($\lambda=532$ нм) до 12,5 мкм, и далее от $z=50$ мкм до $z=100$ мкм сохраняет этот радиус. Таким образом, экспериментально из перечисленных выше работ только в [73, 76] получена субволновая фокусировка света: в иммерсии ($NA=1,4$) плазмон на золотой пленке ($\text{FWHM}=0,35\lambda$) [76] и с помощью отверстий в резисте по окружности в 1 мкм ($\text{FWHM}=0,4\lambda$) [76].

В данном параграфе экспериментально показано, что с помощью бинарного микроаксикона на резисте с периодом 800 нм также можно получить субволновую фокусировку лазерного света ($\text{FWHM}=0,61\lambda$), но без иммерсии и плазмона как в [73] и с большей энергетической эффективностью, чем в [76]: для аксикона в фокусе интенсивность была 7 раз больше, чем интенсивность падающего света, а в [76] – только в 2,5 раза.

Изготовление

На стеклянную подложку был нанесен тонкий слой резиста ZEP520A, который затем грелся 10 минут при температуре 180°C, чтобы высушить растворитель. Высота резиста контролировалась, чтобы она была достаточной для требуемой фазовой задержки аксикона. Картина концентрических колец «рисовалась» на резисте с помощью электронного луча на электронном микроскопе ZEISS GEMINI с литографической приставкой RAIT ELPHY PLUS при напряжении 30 Кв. Размер пиксела был равен 10 нм, а энергия экспозиции – 45 мАс/см². После экспонирования образец подвергался травлению в ксилене при температуре 23°C и потом промывался в изопропанол для фиксирования процесса проявления. Промывка также устраняла проэкспонированные области резиста, в которых исходные длинные молекулы полимера были разорваны при экспонировании электронным лучом. После этого оставшийся резист формировал аксикон с периодом 800 нм (показатель преломления резиста $n = 1,5$). На рис. 1.18 показано изображение исследуемого аксикона. Высота профиля такого аксикона была равна 465 нм.

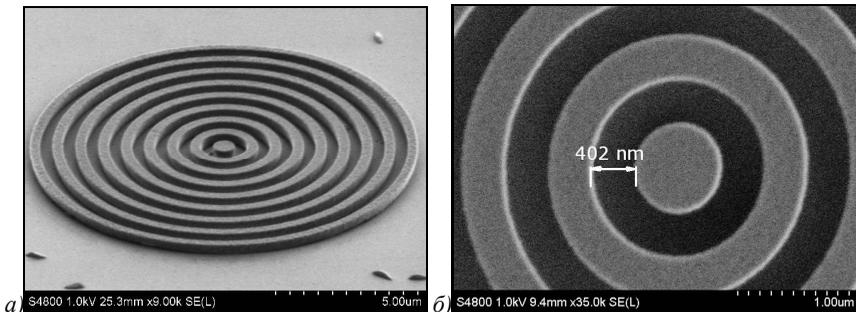


Рис. 1.18 Изображение исследуемого бинарного аксикона с периодом 800 нм, полученное на электронном микроскопе: вид под углом (а) и вид сверху, увеличенный (б)

Моделирование

При моделировании считалось, что аксикон освещается гауссовым пучком с длиной волны 532 нм с линейной поляризацией и радиусом 2,5 мкм (эта величина была выбрана, чтобы согласовать результаты моделирования с

экспериментом). На рис. 1.19 показан результат моделирования, полученный с помощью метода R-FDTD, реализованного в среде Matlab [82].

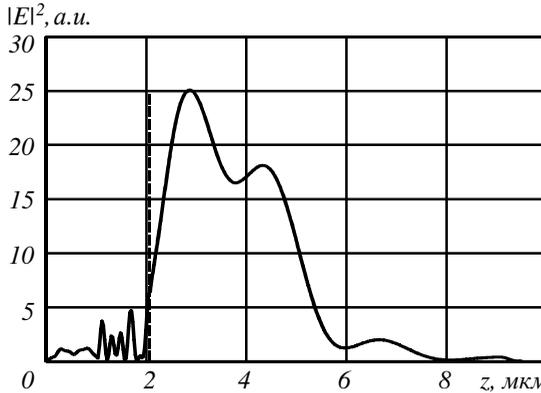


Рис. 1.19 Распределение интенсивности вдоль оптической оси аксикона, полученное методом R-FDTD при падении на аксикон гауссова пучка с радиусом входного пучка 5λ . Вертикальная пунктирная линия показывает границу аксикона

На рис. 1.20 показано осевое распределение интенсивности вместе с распределением диаметра пятна (в трех точках – двух локальных максимумах и в точке локального минимума между максимумами), полученных в ходе моделирования с помощью программы Fullwave (RSoft).

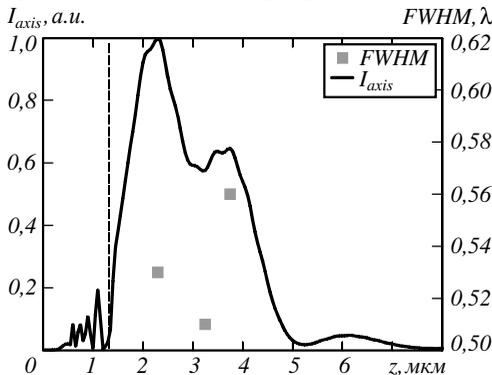


Рис. 1.20 Нормированное распределение интенсивности вдоль оптической оси (сплошная линия, ось слева), рассчитанное с помощью программы Fullwave и три значения диаметра фокусного пятна по полуспаду интенсивности (три кружочка, ось справа)

На рис. 1.21 показано поперечное распределение интенсивности в первой точке, отмеченной на рис. 1.20.

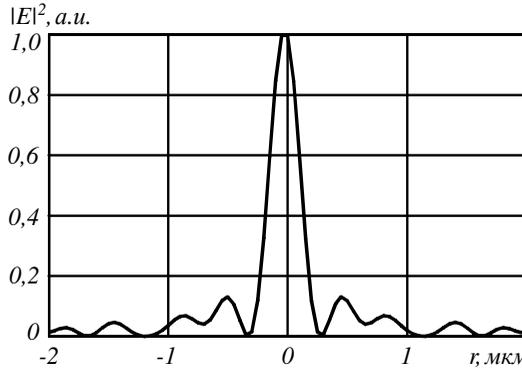


Рис. 1.21 Нормированное поперечное распределение интенсивности в первом локальном максимуме на расстоянии 1 мкм от аксикона

Из сравнения рис. 1.19 и рис. 1.20 видно, что обе программы дают примерно одинаковый результат: первый локальный максимум осевой интенсивности возникает на расстоянии 1 мкм от поверхности аксикона, второй – на расстоянии 2 мкм. Осевая длина фокусного пятна (глубина фокуса) по полуспаду интенсивности равна – 2,5 мкм. Диаметр фокусного пятна на протяжении всего фокусного отрезка лежит в диапазоне $FWHM = (0,51 - 0,56)\lambda$.

Эксперимент

Далее с помощью микроскопа ближнего поля NT-MDT исследовалось прохождение линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны 0,532 мкм через бинарный аксикон с периодом 800 нм. На рис. 1.22 показано увеличенное изображение кантилевера с отверстием 100 нм, который использовался для измерений.

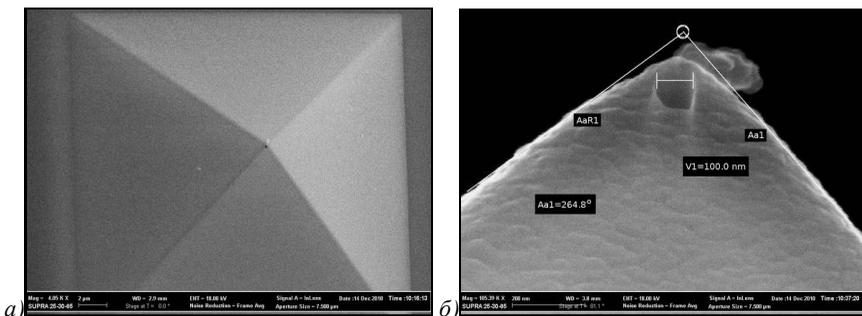


Рис. 1.22 Вид четырехгранного кантилевера с отверстием 100 нм, используемого в микроскопе ближнего поля NT-MDT: вид сверху в электронном микроскопе (а) и увеличенный вид сбоку (б). Отверстие показано горизонтальным отрезком

Измерения распределения интенсивности света в ближней зоне аксикона проводились следующим образом (Рис. 1.23).

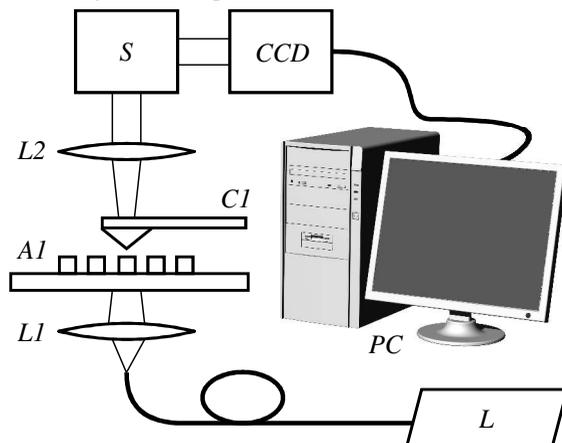


Рис. 1.23 Оптическая схема измерения параметров фокусировки света аксиконом в ближнем поле. L – лазер, $L1$, $L2$ – линзы, $A1$ – исследуемый аксикон на подложке, $C1$ – кантилевер с отверстием, S – спектрометр, CCD – ПЗС-камера, PC – компьютер

Линейно-поляризованный свет от твердотельного лазера L с длиной волны 532 нм , фокусировался линзой $L1$ на поверхность стеклянной подложки, на которой был расположен микроаксикон $A1$. Свет проходил подложку и дифрагировал на аксиконе. Сразу за аксиконом был расположен кантилевер с отверстием $C1$, с помощью которого осуществлялось сканирование параллельно поверхности аксикона на разных расстояниях от его поверхности. Свет, который проходил сквозь отверстие кантилевера, далее собирался линзой $L2$, проходил через спектрометр S (для фильтрации постороннего излучения) и регистрировался CCD -камерой.

На рис. 1.24 показаны экспериментальные точки измерения осевой интенсивности лазерного излучения, прошедшего аксикон, которые наложены для сравнения на график рассчитанной осевой интенсивности (рис. 1.19). Видно хорошее согласие теории и эксперимента.

На рис. 1.25а показано распределение интенсивности, измеренное на расстоянии 100 нм от аксикона с диаметром по полуспаду интенсивности равном $\text{FWHM}=0,61\lambda$ (в горизонтальном сечении). На рис. 1.25б показано горизонтальное сечение двумерной картины интенсивности (рис. 1.25а).

На рис. 1.25 боковые лепестки, слева и справа от центрального максимума не являются обычными боковыми лепестками картины дифракции

(как на рис. 1.21), которые появятся на расстоянии около 1 мкм от поверхности аксикона.

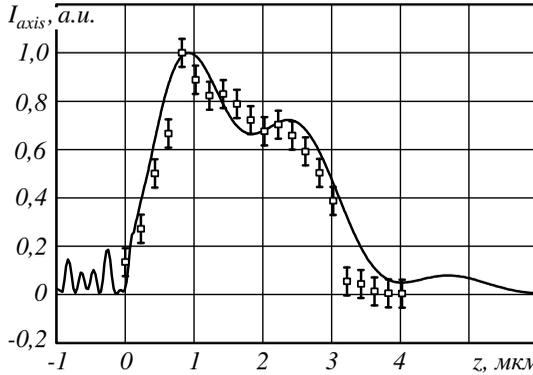


Рис. 1.24 Распределение интенсивности (нормированной) вдоль оптической оси за аксиконом, полученное при моделировании в Matlab (сплошная линия) и экспериментально (отдельные квадратики с вертикальными отрезками, которые показывают диапазон ошибки измерения)

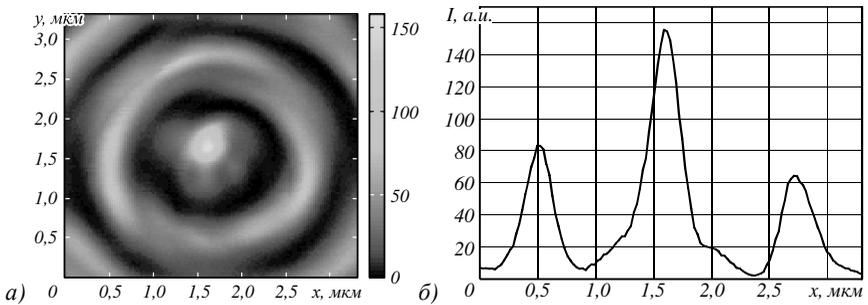


Рис. 1.25 Зарегистрированная картина интенсивности с фокусным пятном на расстоянии 100 нм от аксикона (рис. 1.18): 2D изображение (а) и сечение вдоль оси x (б)

Эти боковые лепестки (или светлое кольцо на рис. 1.25а) являются фокусировкой света вдоль первого кольца аксикона. В [81] на основе скалярной параксиальной теории показано, что так как аксикон формирует пучок Бесселя, то диаметр пучка Бесселя можно оценить из выражения:

$$J_0^2(k \sin \theta \cdot r) = 0 \tag{1.89}$$

Тогда получим

$$2r = \frac{2,4\lambda}{\pi \sin \theta}, \tag{1.90}$$

где θ – половина угла при вершине конической волны, которую формирует аксикон. Для бинарного аксикона, рассматривая его как дифракционную решетку [80], можно считать, что угол θ конической волны в то же время является углом дифракционной решетки с периодом T :

$$\sin \theta_m = \frac{\lambda m}{T}, \quad (1.91)$$

где m – номер порядка дифракции. С учетом (1.90) и (1.91) получим окончательное выражение для оценки диаметра светового поля аксикона на оптической оси:

$$2r = \frac{2,4 T}{\pi m} \approx 0,774 \frac{T}{m}. \quad (1.92)$$

Из (1.92) видно, что для бинарного аксикона диаметр Бесселева пучка не зависит от длины волны [81], а определяется только периодом аксикона и номером дифракционного порядка. Из (1.92) следует, что в точку на оптической оси вблизи аксикона будут приходить от разных точек аксикона разные порядки дифракции. Поэтому вблизи аксикона при $z < z_0$, где $z_0 = \frac{RT}{2\lambda}$ – расстояние, после которого световое поле формирует только

один порядок дифракции аксикона, R – радиус аксикона, будет формироваться световое поле, диаметр которого на оптической оси будет сложным образом меняться при $0 < z < z_0$. На основе (1.92) оценим теоретически диаметр фокусного пятна нашего бинарного микроаксикона с периодом 800 нм ($NA = \lambda/T = 0,665$ при $m = 1$):

$$FWHM = 0,36 \frac{\lambda}{NA} = 0,54\lambda, \quad (1.93)$$

что согласуется с точно рассчитанными значениями диаметров на рис. 1.20. В эксперименте мы получили значение диаметра $FWHM = 0,61\lambda$ (рис. 1.25), что на 13% больше, чем дает моделирование (рис. 1.20) и оценка (1.93).

В этом параграфе получены следующие результаты [83, 84]: по технологии электронной литографии на резисте ZEP520A изготовлен бинарный микроаксикона с диаметром 13,6 мкм, периодом 800 нм и глубиной 465 нм; с помощью сканирующего микроскопа ближнего поля NT-MDT с кантилевером с отверстием 100 нм на расстоянии 100 нм от поверхности зарегистрировано фокусное пятно линейно-поляризованного лазерного света с длиной волны 532 нм диаметром по полуспаду интенсивности равным 320 нм, что составляет 0,61 от длины волны; измерена глубина фокусировки по полуспаду интенсивности, которая была равна 2,5 мкм, причем экспериментальные точки осевой интенсивности в фокусном отрезке с хорошей точностью (с.к.о. 13%) наложились на расчетную кривую осевой интен-

сивности; с помощью строгого моделирования 3D FDTD-методом и приближенной аналитической оценки рассчитан диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности, который оказался равным 0,54 от длины волны (это на 13% меньше измеренного диаметра); экспериментально показано, что интенсивность в максимуме на оптической оси в 7 раз больше, чем интенсивность освещающего пучка.

1.4 Сравнительное моделирование двумя методами острой фокусировки зонной пластинкой

В последние годы возрос интерес к уменьшению размеров фокального пятна или к острой фокусировке света. Преодоление дифракционного предела актуально в литографии [85], оптической микроманипуляции и оптических системах памяти [86]. Под преодолением дифракционного предела в данном параграфе подразумевается получение фокального пятна с шириной по полуспаду интенсивности меньшей $\text{FWHM}=0,51\lambda/\text{NA}$, где λ – длина волны света, NA – числовая апертура, FWHM = full width at half maximum. Преодолеть дифракционный предел можно двумя способами: 1) увеличением боковых лепестков в картине дифракции (например, с помощью использования кольцевой диафрагмы можно сформировать пучок Бесселя, для которого дифракционный предел в 1,4 раза меньше $\text{FWHM}=0,36\lambda/\text{NA}$) и 2) при фокусировке вблизи поверхности раздела сред, где присутствуют поверхностные затухающие волны, конструктивная интерференция которых может уменьшить диаметр фокусного пятна ниже предела. В данном параграфе рассматривается фокусировка радиально-поляризованного света на расстоянии от поверхности большим длины волны и поэтому преодоление дифракционного предела возможно только первым способом. При острой фокусировке радиально поляризованного света основной вклад в формирование фокуса даёт продольная компонента вектора напряженности электрического поля, которая пропорциональна функции Бесселя нулевого порядка $J_0(k\text{NA}r)$. Ранее было замечено, что использование радиально поляризованного света позволяет получить фокальное пятно с размерами меньшими, чем при фокусировке линейно поляризованного света [6], а в [87] показано, что при фокусировке света объективом с числовой апертурой большей $\text{NA}=0,8$ радиально поляризованный свет даёт пятно меньшее, чем свет с круговой поляризацией. В качестве фокусирующего элемента будет использоваться зонная пластинка (ЗП). В [7] с помощью ЗП было получено фокальное пятно с диаметром $0,42\lambda$, а в статье [21] показано, что добавление к ЗП фазовой пластинки, состоящей из трех кольцевых зон, позволяет уменьшить размер пятна до $0,37\lambda$. В вышеназванных работах при моделировании фокусировки используются формулы Ричардса-Вольфа (РВ) [30], модифицированные для ра-

диально-поляризованного света [88]. Необходимо отметить, что векторная теория Дебая [89], на которой основаны РВ-формулы, справедлива только при фокусных расстояниях, много больших длины волны. На расстояниях же сопоставимых с длиной волны следует использовать, например, метод FDTD (=finite difference time domain), представляющий собой численное решение уравнений Максвелла [90] и в настоящее время получивший широкое распространение благодаря своей универсальности. Применительно к острой фокусировке света зонными пластинками данный метод используется, в частности, для расчёта фокусировки света с помощью плазмонных линз. Так в [91] теоретически с помощью FDTD и экспериментально с помощью ближнепольной оптической микроскопии демонстрируется преодоление дифракционного предела плазмонной линзой (диаметр пятна по полуспаду интенсивности теоретически $\text{FWHM}=0,41\lambda$, экспериментально $0,48\lambda$). В [92] с помощью FDTD метода для плазмонной линзы получено фокальное пятно шириной $0,33\lambda$, а в работе [93] численно показана возможность фокусировки в ближнем поле с помощью простой фазовой ЗП (диаметр пятна при этом равен $0,52\lambda$). В [94] анализируются фокусирующие свойства амплитудной ЗП.

В данном параграфе приводится сравнение результатов моделирования фокусировки радиально-поляризованной моды R-TEM₀₁ ЗП с помощью двух различных методов: R-FDTD и по РВ-формулам. Тем самым делается попытка нахождения границ применимости РВ-формул. Необходимо отметить, что ранее уже делались попытки сравнения этих двух методов – в [95] было показано согласование значений диаметра фокального пятна, полученного при фокусировке ЗП Бессель-Гауссова пучка, однако вопрос о границах применимости РВ-формул детально не рассматривался. В данном параграфе было показано, что оба метода демонстрируют возможность преодоления ЗП с радиусом $R=20\lambda$ дифракционного предела при освещении её модой R-TEM₀₁ с радиусом $\omega=10\lambda$. При расчёте методом FDTD преодоление дифракционного предела наблюдается для числовой апертуры большей $\text{NA}=0,97$ ($f=4,7\lambda$, где f – фокусное расстояние ЗП), а по РВ-формулам – большей $\text{NA}=0,96$ ($f=5,4\lambda$). Относительная погрешность результатов вычисления ширины фокального пятна этими двумя методами при этом не превышает 6%.

Формулы Ричардса-Вольфа для радиально-поляризованного света

Нами моделировалось прохождение радиально поляризованной моды R-TEM₀₁ [17] с длиной волны $\lambda=0,532\text{мкм}$ через стеклянную бинарную ЗП с показателем преломления $n=1,5$, радиусом $R=20\lambda$ и высотой рельефа $h=\lambda/2(n-1)=0,532\text{мкм}$. Радиусы ЗП вычислялись по известной формуле (рис. 1.26):

$$r_m^2 = m\lambda f + m^2 \lambda^2 / 4, \tag{1.94}$$

где f – фокусное расстояние зонной пластинки, m – целое число.

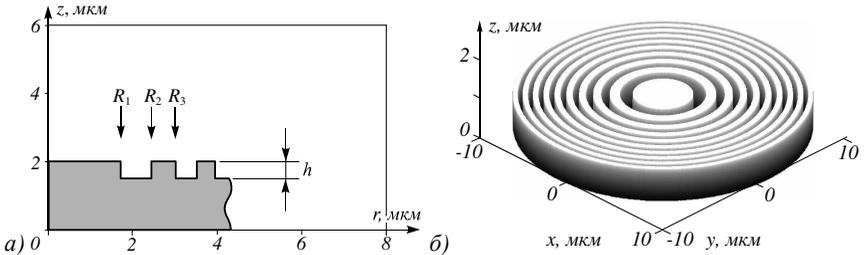


Рис. 1.26 (а) профиль и (б) объёмное изображение зонной пластинки с фокусным расстоянием $f=15\lambda$

Радиальная составляющая амплитуды моды R-TEM₀₁ имеет вид (рис. 1.27):

$$E_r = A r \exp\left\{-\frac{r^2}{\omega^2}\right\}, \tag{1.95}$$

где r – радиальная координата, $\omega=10\lambda$ – радиус Гауссова пучка, A – нормировочный множитель, как видно из рис. 1.27, он подбирался так, чтобы максимум амплитуды был равен единице.

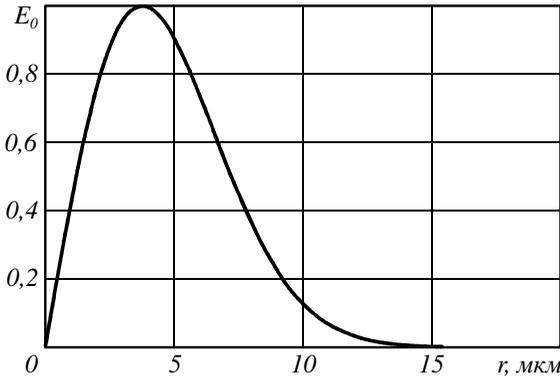


Рис. 1.27 Радиальная составляющая амплитуды моды R-TEM₀₁

Формулы Ричардса-Вольфа для радиально поляризованного света в области фокуса имеют вид [30]:

$$E_r(r, z) = A \int_0^{\theta_{\max}} T(\theta) B(\theta) \sin(2\theta) l_0(\theta) J_1(kr \sin \theta) \exp\{ikz \cos \theta\} d\theta, \tag{1.96}$$

$$E_z(r, z) = 2iA \int_0^{\theta_{\max}} T(\theta) B(\theta) \sin^2(\theta) l_0(\theta) J_0(kr \sin \theta) \exp\{ikz \cos \theta\} d\theta, \tag{1.97}$$

где $l_0(\theta)$ – начальное распределение электрической составляющей поля в координатах выходного зрачка, $J_p(x)$ – функция Бесселя порядка p , $T(\theta)$ – функция аподизации зрачка (для ЗП $T(\theta)=\cos^{-3/2}\theta$ [7]), $B(\theta)$ – функция комплексного пропускания ЗП, A – константа, $\theta_{\max}=\arcsin(\text{NA})$ – максимальный угол, определяемый числовой апертурой зонной пластинки (для зонной пластинки числовая апертура $\text{NA} = \sin(\arctg(R/f))$). Для того чтобы получить начальное распределение в координатах выходного зрачка, необходимо воспользоваться соотношением:

$$l_0(\rho) = l_0(fg(\theta)) , \tag{1.98}$$

где $l_0(\rho)$ – начальное распределение поля в цилиндрической системе координат, $g(\theta)$ – функция проекции луча, для ЗП она имеет вид $g(\theta)=\text{tg}(\theta)$ [96]. Таким образом, мода R-TEM₀₁ в координатах выходного зрачка для ЗП примет вид:

$$l_0(\theta) = A' \text{tg}\theta \exp \left\{ -\frac{\beta_0^2 \text{tg}^2 \theta}{\text{tg}^2 \theta_{\max}} \right\} , \tag{1.99}$$

где $\beta_0=R/\omega$ – параметр моды. Функция пропускания фазовой зонной пластинки имеет вид $B(\theta)=\exp\{i\varphi(\theta)\}$, где $\varphi(\theta)=\varphi_{FZP}-\varphi_{\text{apl}}$. $\varphi_{FZP}(\theta)$ – фазовая функция зонной пластинки, $\varphi_{FZP}(\theta)=\pi m$ для $\theta_m<\theta<\theta_{m+1}$, где m -номер зоны. $\varphi_{\text{apl}}(\theta)=kf/\cos\theta - kf$. [21] При моделировании методом FDTD использовалась модификация метода, предназначенная для расчёта прохождения радиально-поляризованного света через объекты, обладающие радиальной симметрией. Вид конечно-разностных формул, используемых в расчётах, приведен в [82].

Результаты моделирования

Моделировалась фокусировка моды R-TEM₀₁ зонной пластинкой с разными фокусными расстояниями ($\lambda \leq f \leq 15\lambda$). На рис. 1.28а показана зависимость изменения диаметра фокального пятна по полуспаду интенсивности от фокусного расстояния ЗП для двух методов – FDTD (кривая 1) и по РВ-формулам (кривая 2). На рис. 1.28б аналогично показана зависимость изменения продольной ширины фокального пятна (глубины резкости фокуса) по полуспаду интенсивности от фокусного расстояния. Относительное отклонение δ диаметра фокусного пятна, вычисленного FDTD-методом и по РВ-формулам, не превышала 6% (рис. 1.29, кривая 1), а относительное отклонение глубины фокуса FWHM_z возрастало при уменьшении фокусного расстояния до 30% при $f=\lambda$ (рис. 1.29, кривая 2). При фокусном расстоянии большем $f \geq 4\lambda$ ($\text{NA} \leq 0.98$) обе ошибки не превышают 6%. Таким образом, можно утверждать, что РВ-формулы могут найти применение при моделировании острой фокусировки света, если фокус ЗП находится на расстоянии от поверхности большем, чем 4λ .

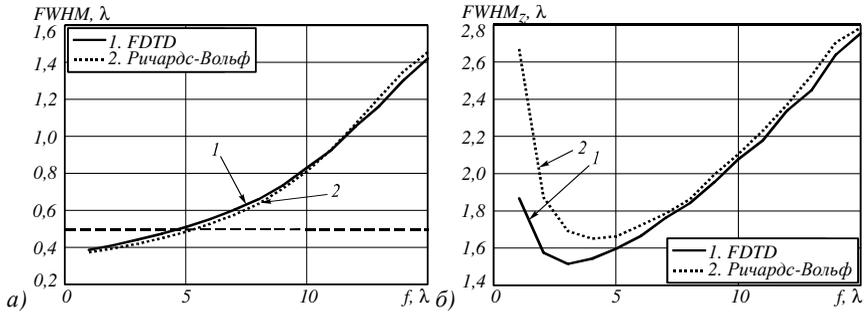


Рис. 1.28 Зависимость изменения (а) диаметра фокального пятна $FWHM$ и (б) продольной ширины фокального пятна $FWHM_z$ по полуспаду интенсивности от фокусного расстояния зонной пластинки с радиусом $R=20\lambda$ при освещении её радиально-поляризованной модой $R-TEM_{01}$ с $\omega=10\lambda$. Моделирование с помощью метода FDTD (кривая 1) и по РВ-формулам (кривая 2). Пунктирной кривой на рис. 1.28а отмечен дифракционный предел

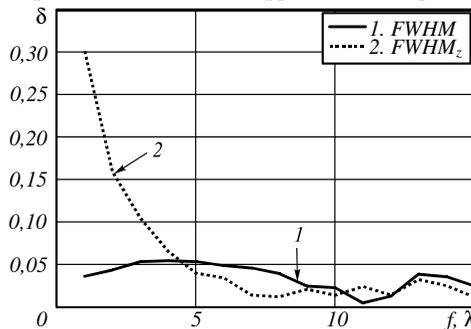


Рис. 1.29 Зависимость относительной ошибки вычисления диаметра фокального пятна (кривая 1) и продольной ширины фокального пятна (кривая 2) от фокусного расстояния зонной пластинки

Как видно из рис. 1.28а оба моделирования показывают преодоление дифракционного предела. При расчёте методом R-FDTD преодоление дифракционного предела наблюдается для фокусного расстояния $f=4,7\lambda$ ($NA=0,97$), а по РВ-формулам – при $f=5,4\lambda$ ($NA=0,96$). Минимальные значения диаметров фокальных пятен составили $FWHM=0,37\lambda$ при расчёте по РВ-формулам и $FWHM=0,39\lambda$ при расчёте методом FDTD (согласуется с [95]) для числовой апертуры $NA=0,999$ ($f=\lambda$). На рис. 1.30 приведено распределение интенсивности в фокальной плоскости для зонной пластинки с фокусным расстоянием $f=\lambda$.

Преодоление дифракционного предела происходит за счет увеличения энергии боковых лепестков и уменьшения эффективности фокусировки из-за абберация ЗП с высокой числовой апертурой.

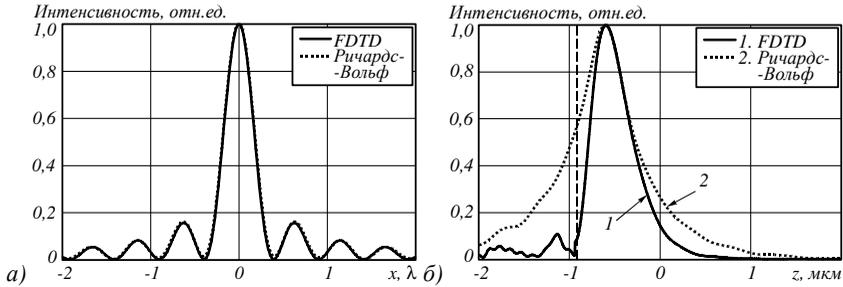


Рис. 1.30 Распределение интенсивности (а) в фокальной плоскости вдоль оси x и (б) вдоль оси симметрии ЗП с радиусом $R=20\lambda$ и фокусным расстоянием $f=\lambda$ при освещении её радиально-поляризованной модой $R\text{-TEM}_{01}$ с $\omega=10\lambda$. Моделирование с помощью метода FDTD (кривая 1) и по РВ-формулам (кривая 2). Пунктирной вертикальной прямой на рис. 1.30б отмечен край ЗП

Из рис. 1.28б видно, что глубина фокусировки, рассчитанная FDTD-методом (кривая 1) всегда меньше, чем рассчитанная РВ-формулами (кривая 2). Это объясняется тем, что ЗП своей поверхностью ограничивает световой пучок в продольном направлении. Это хорошо видно из рис. 1.30б. Из рисунка 1.28б видно также, что наблюдается минимальное значение продольной ширины фокуса – при моделировании методом FDTD оно составило $\text{FWHM}_z=1,51\lambda$ для фокусного расстояния $f=3\lambda$ ($\text{NA}=0,99$), при расчёте по РВ-формулам $\text{FWHM}_z=1,65\lambda$ для фокусного расстояния $f=4\lambda$ ($\text{NA}=0,98$).

Эффективность фокусировки можно оценить, как $\eta=W_1/W_0$, где

$$W_0 = \int_0^{\infty} |E_r|^2 r dr - \text{энергия входного пучка,}$$

E_r – радиальная составляющая амплитуды моды $R\text{-TEM}_{01}$ (рис. 1.27),

$$W_1 = \int_0^{r_0} I_{FDTD} r dr - \text{энергия в фокусе,}$$

I_{FDTD} – распределение интенсивности в фокусе (рис. 1.30а),

$r_0=0,4\lambda$ – точка первого минимума функции I_{FDTD} .

При фокусировке моды с радиусом $\omega=10\lambda$ зонной пластинкой с фокусным расстоянием $f=\lambda$ и радиусом $R=20\lambda$ эффективность фокусировки составила $\eta=5\%$. Полученные нами результаты находятся в согласии с результатами работы [95], где с помощью РВ-формул и методом FDTD было получено пятно с диаметром $\text{FWHM}=0,39\lambda$ при освещении зонной пластинки радиально-поляризованным Бессель-Гауссовым пучком. В статье

[7] также с помощью РВ-формулы при фокусировке ЗП с числовой апертурой $NA=0,98$ было получено фокальное пятно с шириной $FWHM=0,42\lambda$. В нашем случае, для числовой апертуры $NA=0,98$ (она достигается, когда радиус ЗП $R=20\lambda$ и фокусное расстояние $f=4\lambda$), вычисление по РВ-формулам даёт аналогичный результат, если радиус моды равен $\omega=15\lambda$. Моделирование методом FDTD для таких параметров зонной пластинки и входного пучка показало, что диаметр пятна равен $FWHM=0,44\lambda$. Таким образом, относительная погрешность вычисления $FWHM$ равна 4,55%. Если же радиус моды уменьшить до $\omega=10\lambda$, то моделирование методом FDTD показывает увеличение диаметра пятна до $FWHM=0,47\lambda$. Для проверки зависимости влияния радиуса зонной пластинки на результаты фокусировки было проведено моделирование только методом FDTD для радиусов зонной пластинки $R=15\lambda$ и $R=25\lambda$ при неизменных параметрах освещающего пучка. На рис. 1.31 показаны результаты.

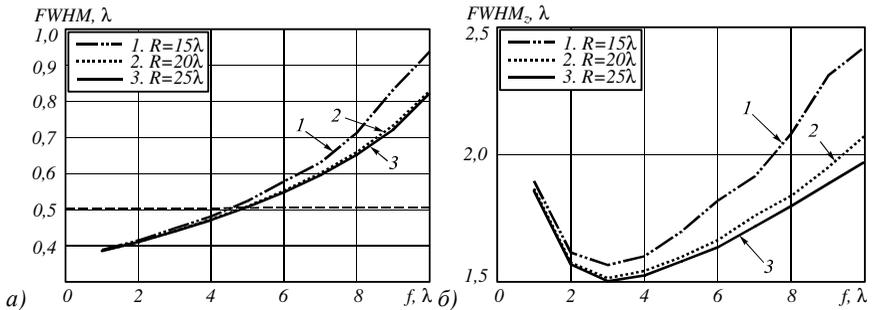


Рис. 1.31 Зависимость диаметра фокального пятна (а) по полуспаду интенсивности и продольной ширины фокального пятна (б) по полуспаду интенсивности от фокусного расстояния ЗП с радиусом $R=15\lambda$ (кривая 1), $R=20\lambda$ (кривая 2) и $R=25\lambda$ (кривая 3) при освещении её радиально-поляризованной модой $R-TEM_{01}$ с $\omega=10\lambda$

Как видно из рис. 1.31, увеличение радиуса зонной пластинки при неизменных параметрах освещающего пучка приводит к уменьшению диаметра фокального пятна. Однако, при $R > 20\lambda$ диаметр фокального пятна почти не изменяется (кривые 2 и 3 на рис. 1.31а). Это означает, что значение радиуса ЗП $R=20\lambda$ и радиуса пучка $\omega=10\lambda$ выбраны оптимальным образом. На рис. 1.32 показаны результаты зависимости влияния ширины освещающего пучка на величину диаметра фокального пятна по полуспаду интенсивности (рис. 1.32а) и продольной ширины фокального пятна по полуспаду интенсивности (рис. 1.32б).

Как видно из рис. 1.32 увеличение радиуса освещающего пучка ω приводит к уменьшению диаметра пятна. Хотя происходит это нелинейным

образом. Так, увеличение ω в 1,5 раза (кривые 2 и 3 на рис. 1.32а) приводит к уменьшению диаметра фокального пятна на 20%-25% при $f > 6\lambda$ и почти не меняет диаметр фокального пятна при $f < 2\lambda$.

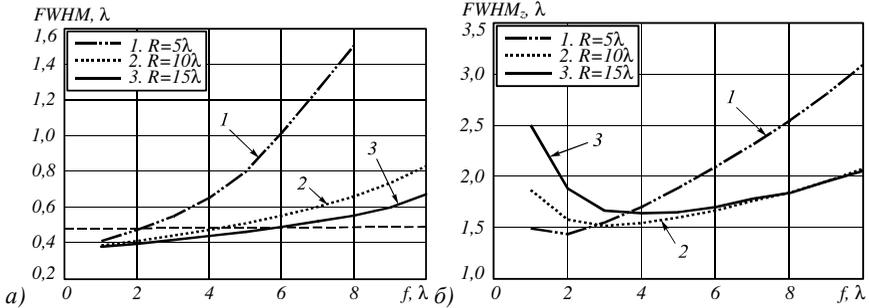


Рис. 1.32 Зависимость диаметра фокального пятна (а) по полуспаду интенсивности и продольной ширины фокального пятна (б) по полуспаду интенсивности от фокусного расстояния ЗП с радиусом $R=20\lambda$ при освещении её радиально-поляризованной модой $R-TEM_{01}$ с $\omega=5\lambda$ (кривая 1), $\omega=10\lambda$ (кривая 2) и $\omega=15\lambda$ (кривая 3)

А глубина фокуса при $f > 6\lambda$ почти не меняется (кривые 2 и 3 на рис. 1.32б). Фазовые ЗП, подобные используемым в моделировании, могут быть изготовлены, например, с использованием плазмохимического травления на кварце. На рис. 1.33 приведена зависимость ширины последней ступеньки ЗП с радиусом 20λ от фокусного расстояния. Минимальная ширина последней ступеньки при моделировании соответствовала ЗП с фокусным расстоянием $f=\lambda$ и была равна 266нм. Это значение доступно для современной электронной литографии.



Рис. 1.33 Зависимость ширины последней ступеньки зонной пластинки с радиусом $R=20\lambda$ от фокусного расстояния f

В данном параграфе получены следующие результаты [97]. Значения диаметров фокальных пятен, получаемых при прохождении радиально-поляризованной моды $R-TEM_{01}$ с радиусом $\omega=10\lambda$ и длиной волны

$\lambda=0,532\text{мкм}$ через стеклянную ($n=1,5$) фазовую ЗП с радиусом 20λ , глубиной рельефа $h=0,532\text{мкм}$ и фокусным расстоянием $\lambda \leq f \leq 15\lambda$, согласуются друг с другом при моделировании методом R-FDTD и с помощью РВ-формул. При этом относительная погрешность значений диаметра фокусного пятна не превышает 6%. Установлены границы применения приближенного метода Ричардса-Вольфа: при фокусном расстоянии большем $f \geq 4\lambda$ ($NA \leq 0,98$) относительные ошибки поперечного и продольного размеров фокусного пятна, рассчитанные FDTD-методом и по РВ-формулам не превышают 6%. Оба метода (FDTD-метод и РВ-формулы) показывают преодоление дифракционного предела ЗП с радиусом $R=20\lambda$ при освещении её радиально-поляризованной модой R-TEM₀₁ с радиусом $\omega=10\lambda$. При расчёте методом R-FDTD преодоление дифракционного предела ($\text{FWHM} = 0,51\lambda$) наблюдается для числовой апертуры $NA=0,97$ ($f=4,7\lambda$), а по РВ-формулам – при $NA=0,96$ ($f=5,4\lambda$). Минимальные значения полученных диаметров фокальных пятен составили $\text{FWHM}=0,37\lambda$ (РВ-формулы) и $\text{FWHM}=0,39\lambda$ (FDTD-метод) для фокусного расстояния $f=\lambda$. Оба моделирования показывают наличие минимального значения продольной ширины фокального пятна по полуспаду интенсивности. При этом продольная ширина фокального пятна по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM}_z=1,51\lambda$ при моделировании методом R-FDTD и $\text{FWHM}_z=1,65\lambda$ по РВ-формулам.

1.5 Субволновая фокусировка с помощью зонной пластинки Френеля с фокусным расстоянием 532нм

В настоящий момент существует большое количество работ, посвященных исследованию фокусировки света с помощью зонных пластинок (ЗП) с фокусным расстоянием, сопоставимых с длиной волны. Так, например, в статье [98] численно и экспериментально исследуется фокусировка линейно-поляризованного света с длиной волны 633 нм с помощью френелевской ЗП с фокусным расстоянием 0,5мкм, экспериментально наблюдалось эллиптическое фокусное пятно с наименьшим диаметром $\text{FWHM}=0,63\lambda$ ($\text{FWHM}=\text{full width at half maximum}$). В [95] было получено значение диаметра фокусного пятна равное $\text{FWHM}=0,39\lambda$ при моделировании методом FDTD (FDTD=finite difference time domain), а также с помощью формул Ричардса-Вольфа фокусировки плоской линейно-поляризованной волны ЗП с фокусным расстоянием 0,5мкм. В работе [92] рассматривается фокусировка амплитудной ЗП, изготовленной на кварцевой подложке из серебра, моделирование на основе метода FDTD показывает, что диаметр фокусного пятна такой ЗП равен $0,33\lambda$. В статье [99] исследуется ЗП, в которой четные зоны закрыты периодическими слоями металла (серебро) и диэлектрика (стекло), показано, что использование подобной структуры позволяет увеличить дифракционную эффективность

зонной пластинки до 40%, а рассчитанный диаметр фокусного пятна равен в данном случае $FWHM=0,48\lambda$.

В данном параграфе исследуется фазовая ЗП Френеля с фокусным расстоянием $f=0,532$ мкм (т.е. равным длине волны освещающего света), радиусом 7,7мкм и глубиной рельефа 510нм. С помощью сканирующего ближне-полюсного оптического микроскопа исследовалось прохождение линейно-поляризованного Гауссова пучка с длиной волны $\lambda=532$ нм через такую ЗП. Экспериментально зарегистрировано фокусное пятно с диаметром по полуспаду интенсивности равным $FWHM=0,44\lambda$. Также было проведено численное моделирование (методом FDTD) фокусировки света данной ЗП, которое показало, что диаметр фокусного пятна равен $FWHM=0,42\lambda$, при этом среднеквадратичное отклонение экспериментальной кривой от расчетной было равно 5%. Это лучший результат для ЗП на сегодняшний день.

Эксперимент

Зонная пластинка высокого качества была изготовлена по технологии электронной литографии из резиста ZEP (показатель преломления резиста $n=1,52$). На рис. 1.34а показано изображение ЗП в электронном микроскопе.

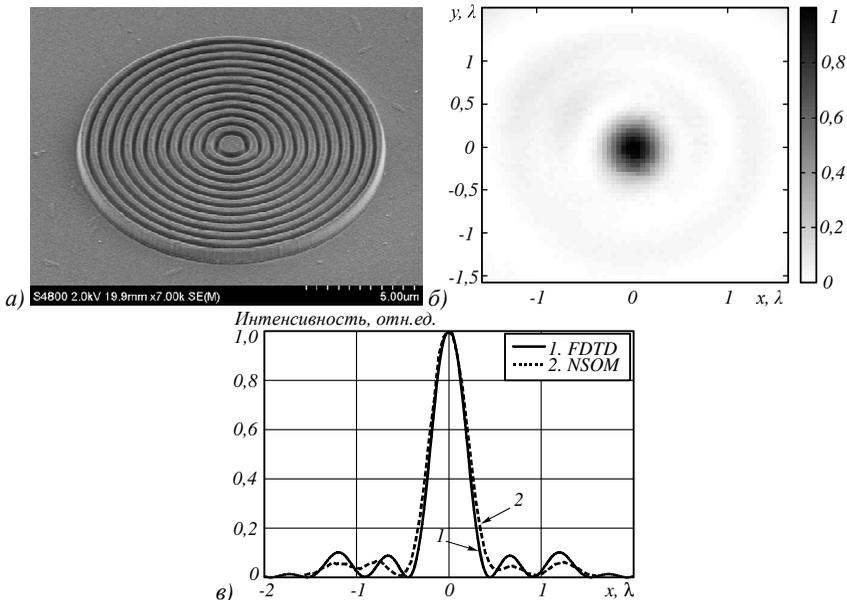


Рис. 1.34 (а) изображение зонной пластинки в электронном микроскопе, (б) распределение интенсивности в фокусе зонной пластинки, (в) распределение интенсивности вдоль оси x в фокусе: моделирование (кривая 1) и эксперимент (кривая 2)

Радиусы ЗП рассчитывались по известной формуле $r_m = (m\lambda f + m^2\lambda^2/4)^{1/2}$, где f – фокусное расстояние, m – номер радиуса. Эксперимент осуществлялся с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа NTEGRA Spectra (NT-MDT). ЗП освещалась линейно-поляризованным Гауссовым пучком с длиной волны 532нм, затем измерялось распределение интенсивности на различных расстояниях от поверхности зонной пластинки. На рис. 1.34б показано распределение интенсивности в фокусе зонной пластинки. Фокусное пятно обладает эллиптичностью – диаметр пятна вдоль оси x меньше диаметра вдоль оси y (поляризация направлена вдоль оси y). Наименьший диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0,44\lambda$. На рис. 1.34в (кривая 2, NSOM=near-field scanning optical microscope) показано экспериментальное распределение интенсивности в фокусе вдоль оси x (рис. 1.34б)

Моделирование

С целью проверки полученных результатов было проведено численное моделирование методом FDTD. Была использована модификация метода FDTD, для цилиндрической системы координат, реализованная в среде Matlab 2011b. В моделировании рассматривалась фокусировка линейно-поляризованного Гауссова пучка с шириной $\omega=7\lambda$ и длиной волны $\lambda=532\text{нм}$. Размер вычисляемой области вдоль оси z был равен 17λ , вдоль оси r – 24λ , шаг сетки по пространству $\lambda/50$, по времени – $\lambda/100c$, где c – скорость света в вакууме. На краях вычисляемой области использовались слои Беренгера толщиной λ . На рис. 1.34в (кривая 1) показано распределение интенсивности в фокусе, полученное при численном моделировании. Диаметр фокусного пятна равен $0,42\lambda$. Из рисунка видно, что обе кривые хорошо накладываются друг на друга.

В данном параграфе экспериментально с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа наблюдалось эллиптическое фокусное пятно с меньшим диаметром по полуспаду интенсивности равным $0,44\lambda$ при фокусировке линейно-поляризованного Гауссова пучка с длиной волны $\lambda=532\text{нм}$ ЗП с фокусным расстоянием $f=\lambda$. Диаметр фокусного пятна при моделировании составил $0,42\lambda$. Среднеквадратичное отклонение экспериментальной кривой от расчетной равно 5% [100].

1.6 Моделирование фокусировки линейно-поляризованного света с помощью субволнового бинарного аксикона

Фокусировка света в ближней зоне с помощью элементов микрооптики с субволновыми неоднородностями интенсивно изучается, так как субволновое фокусное пятно может использоваться в нанолитографии, микроскопии ближнего поля и оптической микроманипуляции. Фокусное пятно, сформиро-

рованное близи поверхности раздела сред имеет несколько преимуществ перед острой фокусировкой в дальней зоне (в фокусе высокоапертурного объектива). Во-первых, из-за наличия в ближней зоне затухающих поверхностных волн можно сформировать фокусное пятно, много меньше длины волны. Во-вторых, это фокусное пятно будет меньше в n раз (n – показатель преломления фокусирующего элемента), чем фокусное пятно в дальней зоне. В-третьих, интенсивность в фокусе будет в n^2 раз больше, чем интенсивность в вакууме. И, в-четвёртых, в ближней зоне субволнового оптического элемента будут присутствовать кроме затухающих волн и распространяющиеся волны (нулевой порядок дифракции), которые могут достигнуть наблюдателя в дальней зоне. В [101, 102] описаны реальные отражательные сканирующие микроскопы ближнего поля, в которых используются оптические элементы, фокусирующие вблизи своей поверхности. Примеров недавних работ, в которых изучается субволновая фокусировка лазерного света множество. Например, в [103] экспериментально изучается фокусировка света с помощью кольцевой структуры (3 кольца с числовой апертурой $NA=0,91$), выполненной в плёнке золота, толщиной 100нм, напылённой на торец одномодового волокна диаметром 2мкм (длина волны 808 нм). Эта структура формировала на расстоянии 1,2 мкм эллиптическое фокусное пятно с диаметрами по главным осям эллипса – 0,42 λ и 0,52 λ . Заметим, что эффективность такой фокусировки низкая (5%). В [104] численно показано, что специально подобранные девять нанощелей в плёнке золота действуют как цилиндрическая линза и формируют на расстоянии 0,5 λ поперечный фокусный отрезок шириной $FWHM=0,22\lambda$ ($\lambda=633$ нм). В [105] с помощью 2-х сквозных и 2-х несквозных нанощелей в плёнке серебра толщиной 200 нм также сформирован поперечный фокусный отрезок длиной около 1 мкм и шириной $FWHM=0,29\lambda$ (расчёт) и $FWHM=0,34\lambda$ (эксперимент) на расстоянии 0,3 λ от плёнки. Экспериментально бинарный микроаксикон исследовался в [84] с помощью микроскопа ближнего поля. Было показано, что на расстоянии 1 мкм от аксикона, освещённого линейно-поляризованным лазерным светом, формировалось почти круглое фокусное пятно с диаметром $FWHM=0,58\lambda$. Если учесть, что числовая апертура этого аксикона была равна $NA=0,67$ (период 800нм, длина волны 532 нм), то диаметр этого пучка ($FWHM=0,39\lambda/NA$) будет меньше дифракционного предела ($FWHM=0,51\lambda/NA$). В [106] моделировались бинарные аксикон и биаксикон (аксикон со сбоем фазы по диаметру) с $NA=1$ (период T равен $\lambda =10,6$ мкм). Было показано, что вблизи биаксикона при линейной поляризации формируется круглое пятно с диаметром $FWHM=0,32\lambda$ и площадью $HMA=0,08\lambda^2$. С учётом показателя преломления материала биаксикона ($n=2,4$) диаметр и площадь пятна будут иметь следующие значения: $FWHM=0,76\lambda/n$ и

$HMA=0,46\lambda^2/n^2$. Данный результат получен для дальнего ИК-диапазона, который используется обычно в лазерных технологиях, а получить его для видимого диапазона не удалось. Так, в [107] моделирование бинарного биаксикона с NA от 0,97 до 1,01 (рис. 3б и Таблица 1) показало, что на расстояниях равных $0,6\lambda$ и λ ($\lambda = 532$ нм) не возникает круглого фокусного пятна, и диаметр вдоль поляризации равен $FWHM=0,34\lambda$ (боковые лепестки составляют 75%). В [107] также экспериментально исследовались бинарные аксикон и биаксикон с $T=500$ нм ($NA=1,06$). Для аксикона были получены эллиптические световые пятна на расстоянии 100 нм ($FWHM\ 0,40\lambda \times 0,54\lambda$) и на 650 нм ($FWHM\ 0,48\lambda \times 0,52\lambda$). С учётом числовой апертуры, эти фокусные пятна большие, чем полученное в [84] ($FWHM=0,39\lambda/NA$). Кроме того, в [107] так и не удалось получить круглое световое пятно с помощью биаксикона (получено пятно в виде участка дуги).

В данном параграфе методом разностного решения уравнений Максвелла (FDTD-методом) показано, что при освещении линейно-поляризованным гауссовым лазерным пучком ($\lambda = 532$ нм) стеклянного бинарного аксикона с периодом $0,98\lambda$ в непосредственной близости от поверхности аксикона на оптической оси формируется эллиптическое фокусное пятно. Диаметры фокусного пятна по полуспаду интенсивности ($FWHM$) по главным осям равны $0,26\lambda$ и $0,61\lambda$. Площадь фокусного пятна по полуспаду интенсивности (HMA) равна $0,125\lambda^2$, что меньше, чем можно получить в фокусе зонной пластинки [7] или в фокусе параболического зеркала [22] для радиально-поляризованного света и с приемлемым уровнем боковых лепестков. Глубина фокуса по полуспаду интенсивности (DOF) равна $0,4\lambda$, максимальная интенсивность в фокусе в 45 раз больше, чем максимальная интенсивность падающего света, а боковые лепестки составляют 30% от максимального значения интенсивности. Это минимальное фокусное пятно, которое можно сформировать с помощью бинарного аксикона с таким уровнем боковых лепестков. Если для данного случая рассчитать не интенсивность, а поток энергии (модуль проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга), то вместо эллиптического фокусного пятна будет круглое фокусное пятно с диаметром немного большим, чем минимальный диаметр эллиптического пятна.

Результаты моделирования

Моделировалось прохождение линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны $\lambda=532$ нм и радиусом $\omega=7\lambda$ через бинарный микроаксикон с радиусом $R=8$ мкм, показателем преломления материала $n=1,52$ и высотой рельефа $h=532$ нм. Подложка считалась бесконечной, и поэтому не учитывалось френелевское отражение (около 4%) от ее гладкой поверхности (этой поверхности просто нет в расчётной схеме). Источник излучения (перетяжка гауссо-

ва пучка) находился на расстоянии 0,5 мкм от ближайшей точки рельефа поверхности аксикона. Моделирование проводилось BOR-FDTD методом [35], шаг сетки по пространству $\lambda/50$, по времени $\lambda/100c$, где c – скорость света в вакууме. Рассматривались аксиконы с периодами от $T = 500$ нм до $T=700$ нм. При $T > \lambda$ фокусное пятно (максимальная интенсивность на оптической оси) формируется на некотором расстоянии от ступенчатой поверхности аксикона. Например, при $T=700$ нм на расстоянии $f = 3\lambda$, при $T=650$ нм на расстоянии $f = 2,5\lambda$. При дальнейшем уменьшении периода аксикона T фокус приближается к поверхности, и при $T = \lambda$ достигает ступенчатой поверхности аксикона (поверхности центрального цилиндрического выступа аксикона диаметром T). При дальнейшем уменьшении периода аксикона максимум интенсивности на оптической оси возникает внутри бинарного аксикона, а за поверхностью аксикона в свободном пространстве осевая интенсивность монотонно спадает. Это согласуется со скалярной теорией, в которой бинарный аксикон рассматривается как кольцевая дифракционная решетка, числовая апертура которой рассчитывается по формуле решётки $NA = \sin\theta = \lambda/T$. Из этой формулы следует, что при $T < \lambda$ угол дифракции θ будет больше 90 градусов, то есть фокус на оптической оси будет формироваться внутри аксикона. При этом ($T < \lambda$) в приложениях можно использовать осевую интенсивность сразу за поверхностью аксикона, так как вблизи поверхности интенсивность достигает относительно большой величины, по сравнению с интенсивностью падающего излучения. Например, интенсивность в фокусе при $T=700$ нм равна 15 относительным единицам, а интенсивность вблизи поверхности аксикона при $T=510$ нм равна 60 относительных единиц, то есть в 60 раз больше, чем интенсивность падающего света. Недостатком фокусного пятна для аксикона с периодом $T=510$ нм является то, что боковые лепестки достигают 50% от максимального значения интенсивности и не позволяют использовать фокусное пятно в приложениях. Из всех рассмотренных примеров оптимальными параметрами обладало фокусное пятно для аксикона с периодом $T=520$ нм. На рис. 1.35а показано осевое распределение интенсивности для бинарного аксикона с периодом $T=520$ нм.

На рис. 1.35б показан его увеличенный фрагмент. Заштрихованная область на рис. 1.35б соответствует области внутри аксикона. Видно, что максимум интенсивности на оси находится внутри аксикона, а за аксиконом интенсивность спадает монотонно и имеет глубину фокуса по полуспаду интенсивности (считая от поверхности аксикона) $DOF=0,4\lambda$.

На рис. 1.36 показаны поперечные сечения интенсивности «фокуса» в свободном пространстве в непосредственной близости от поверхности аксикона. На рис. 1.36а показано центральное сечение по оси, перпендикулярной плоскости поляризации падающего света, а на рис. 1.36б – цен-

тральное сечение интенсивности в фокусе по оси, параллельной плоскости поляризации света.

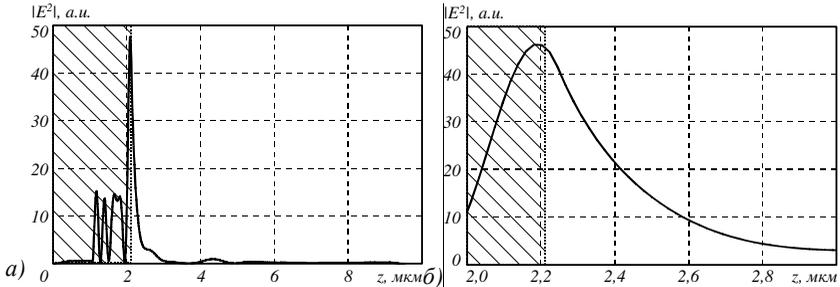


Рис. 1.35 (а) Распределение интенсивности вдоль оптической оси аксикона с периодом $T=520$ нм, (б) увеличенный фрагмент этой кривой (заштрихованная область соответствует области внутри аксикона)

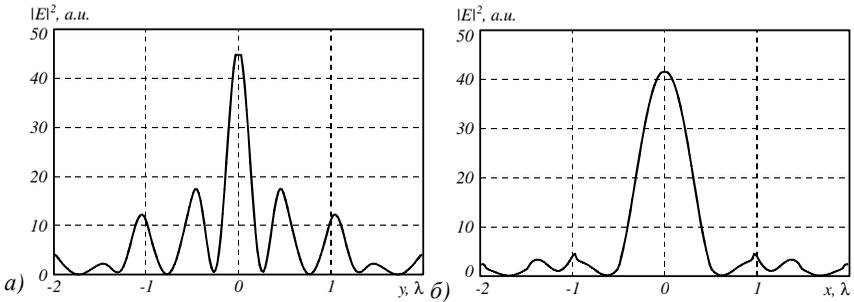


Рис. 1.36 Распределение интенсивности в плоскости, (а) перпендикулярной и (б) параллельной к направлению поляризации непосредственно за границей рельефа аксикона

Видно, что в фокусе сформировался эллипс меньший диаметр, которого по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}=0,26\lambda$, а больший диаметр равен $\text{FWHM}=0,61\lambda$. Эти значения рассчитаны с точностью $\pm 0,01\lambda$. Боковые лепестки картины дифракции на рис. 1.36а составляют 30% от максимального значения интенсивности. Максимальная интенсивность в фокусе в 45 раз превышает интенсивность падающего света. Это наименьшее фокусное пятно, которое можно получить для линейно-поляризованного света с помощью стеклянного бинарного микроаксикона с боковыми лепестками меньшими 50%. У аксиконов с периодом 510 нм и 500 нм фокусные пятна меньше, чем у аксикона с периодом 520 нм (смотри Таблицу 1.2), но боковые лепестки вокруг центрального фокуса превышают 50%. Фокусное пятно на рис. 1.36 имеет эллиптическую форму и его площадь по полуспаду интенсивности равна $\text{HMA}=0,125\lambda^2$. Значение HMA вычислялось как

площадь эллипса ($\pi ab/4$) с диаметрами по главным осям (a и b), взятым из двух последних столбцов Таблицы 1.2. Это значение ($HMA=0,125\lambda^2$) меньше, чем площадь минимального круглого пятна, предсказанного теоретически для зонной пластинки ($HMA=0,154\lambda^2$) в [7] и экспериментально полученного с помощью параболического зеркала ($HMA=0,134\lambda^2$) в [22] при фокусировке радиально-поляризованного лазерного света.

Таблица 1.2 Значения диаметров фокусного пятна по полуспаду интенсивности FWHM, рассчитанных для аксиконов с разными периодами T для длины волны $\lambda=532$ нм

Период аксикона T , нм	Интенсивность на оси z в плоскости фокуса, а.е.	Диаметры фокусного пятна	
		вдоль оси y , перпендикулярной плоскости поляризации FWHM $_y$, λ	вдоль оси x , параллельной плоскости поляризации FWHM $_x$, λ
700	15	0,48	0,73
600	20	0,39	0,79
590	17	0,37	0,81
580	18	0,36	0,85
570	21	0,35	0,86
560	21	0,35	0,85
550	15	0,36	0,87
540*	7	0,32	0,82
532*	30	0,28	0,73
530*	25	0,29	0,75
520*	45	0,26	0,61
510*	60	0,26	0,52
500*	35	0,24	0,56

* – фокус рассчитан непосредственно за границей рельефа аксикона, т.к. максимальное значение интенсивности находится внутри аксикона.

Из Таблицы 1.2 в частности видно, что с ростом периода аксикона (и ростом расстояния, на котором формируется фокус) степень эллиптичности фокусного пятна уменьшается. Так при $T=700$ нм отношение главных осей фокусного пятна равно 0,66, а при $T=530$ нм это отношение равно 0,39. Для проверки правильности предыдущих расчётов было проведено сравнение результатов фокусировки линейно-поляризованного гауссова пучка бинарным аксиконом (рис. 1.37), полученных с помощью разных программ. На рис. 1.38 приведены сечения интенсивности фокусного пятна поперёк плоскости поляризации для аксикона с периодом $T=\lambda$ (рис. 1.37), рассчитанные с помощью BOR-FDTD метода (рис. 1.38a) и FDTD метода в декартовых координатах, реализованного с помощью программы

FullWAVE (рис. 1.38б). У обоих сечений фокусного пятна на рис. 1.37 диаметр по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM}_y=0,28\lambda$. Заметим, что на рисунках 1.38а и 1.38б разные нормировки, поэтому и разные числовые значения интенсивности.

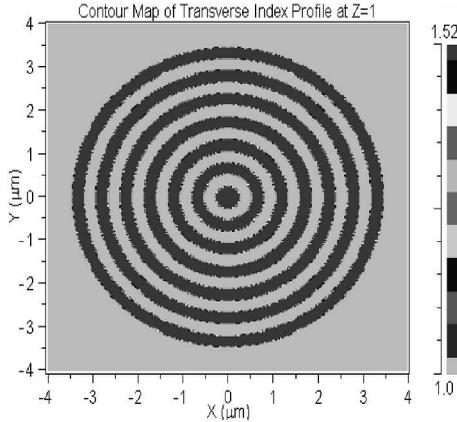


Рис. 1.37 Расположение бинарного микроаксикона с периодом $T=\lambda$ в расчётном поле (кольца имеют показатель преломления 1,52, а фон имеет показатель преломления 1)

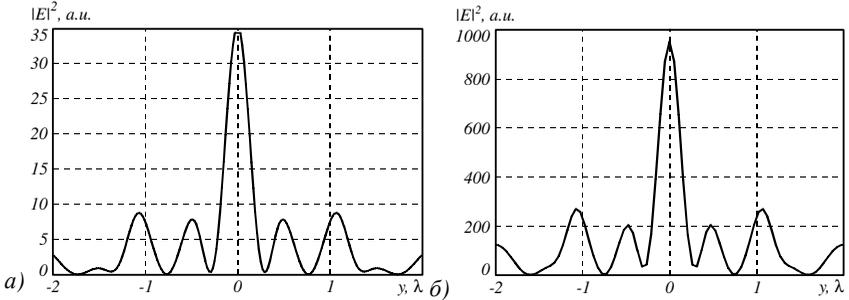


Рис. 1.38 Распределение интенсивности в плоскости, перпендикулярной к направлению поляризации, непосредственно за границей рельефа аксикона с периодом $T=532$ нм, рассчитанные с помощью BOR-FDTD метода (а) и с помощью FullWAVE (б)

Параметры моделирования в FullWAVE: шаг сетки по пространству – $0,028\text{мкм}=\lambda/19$, по времени – $0,011\text{мкм}/c = \lambda/48c$, где c – скорость света в вакууме. Плоскость поляризации совпадает с плоскостью XZ.

Интересно заметить, что при расчёте не интенсивности (плотность световой энергии), а потока световой энергии (модуль проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга) вместо эллиптического фокусного

пятна возникает круглое пятно, с диаметром немного большим, чем меньший диаметр эллиптического фокусного пятна интенсивности. На рис. 1.39а показана двумерная картина интенсивности (в полутонах серого, рассчитанная с помощью Fullwave) вблизи бинарного аксикона с периодом $T=\lambda$ (рис. 1.37), а на рис. 1.39б показана картина потока световой энергии в той же плоскости.

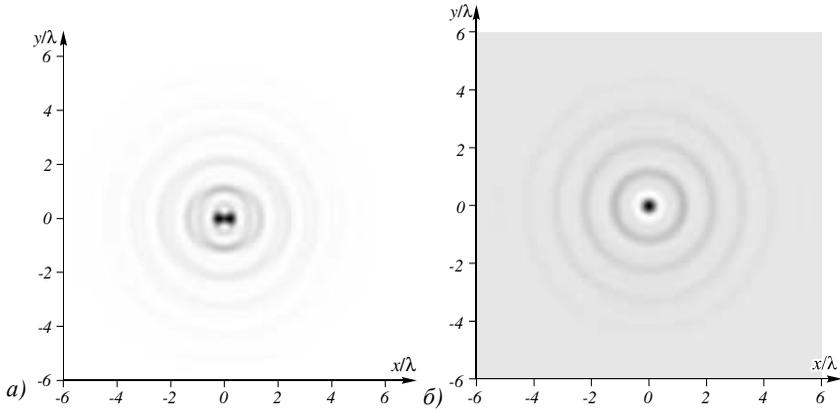


Рис. 1.39 Распределение интенсивности (плотности энергии) (а) и потока энергии (модуля проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга) (б) вблизи поверхности (на расстоянии $\lambda/20$) бинарного микроаксикона с периодом $T=\lambda$

Из рис. 1.39 видно, что поток энергии формирует круглый фокус с диаметром по полуспаду равным $\text{FWHM}=0,36\lambda$, в то время как интенсивность формирует эллиптический фокус с диаметрами по декартовым осям $\text{FWHM}_x=0,75\lambda$ и $\text{FWHM}_y=0,30\lambda$. Это объясняется тем, что продольная составляющая электрического поля не даёт вклада в продольную составляющую вектора Умова-Пойнтинга. Продольная составляющая вектора электрического поля, возникает в плоскости поляризации XZ при схождении лучей в фокус. В перпендикулярной плоскости YZ при схождении лучей в фокус продольная составляющая вектора электрического поля не возникает.

На рис. 1.40 показаны центральные сечения интенсивности вдоль оси Y, перпендикулярной плоскости поляризации, рассчитанные вблизи поверхности бинарных аксиконов с периодами меньшими, чем у аксикона на рис. 1.37: $T=510$ нм (рис. 1.40а) и $T=500$ нм (рис. 1.40б). Полная ширина по полуспаду интенсивности центрального лепестка в обоих случаях равна соответственно $\text{FWHM}_y=0,26\lambda$ и $\text{FWHM}_y=0,24\lambda$. Хотя площади этих двух эллиптических фокусных пятен почти равны $\text{HMA}=0,106\lambda^2$ и меньше, чем у фокусного пятна на рис. 1.36 $\text{HMA}=0,125\lambda^2$, уровень боковых лепестков

у них неприемлемо высокий: 50% (рис. 1.40а) и 70% (рис. 1.40б). Интересно заметить, что субволновый аксикон формирует фокусное пятно по параметрам сравнимое с характеристиками интерференционной картины, формируемой волноводной дифракционной решёткой с затухающими порядками [108]. В [108] период картины меньше длины волны в 3-4 раза (на рис. 1.40а $\text{FWHM}_y = \lambda/3,8$), интенсивность в максимуме в 100 раз больше интенсивности падающего света (на рис. 1.40а интенсивность в 60 раз больше), максимальный контраст интерференционной картины равен 0,6 (на рис. 1.40а интенсивность спадает до нуля – контраст единичный).

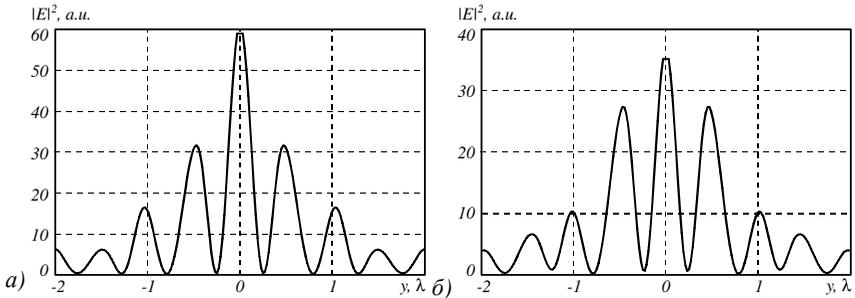


Рис. 1.40 Центральные распределения интенсивности вдоль оси, перпендикулярной плоскости поляризации, рассчитанные сразу за поверхностью аксиконов с периодами: $T=510$ нм (а) и $T=500$ нм (б)

В данном параграфе получены следующие результаты [109]. Методом разностного решения уравнений Максвелла показано, что при освещении линейно-поляризованным гауссовым лазерным пучком стеклянного бинарного аксикона с субволновым периодом (период равен 0,98 длины волны) в непосредственной близости от поверхности аксикона на оптической оси формируется в поперечном сечении эллиптическое фокусное пятно с размерами по полуспаду интенсивности по декартовым осям $0,26\lambda$ и $0,61\lambda$ (площадь пятна $0,125\lambda^2$, λ – длина волны); глубина фокуса $0,4\lambda$; максимальная интенсивность в фокусе в 45 раз превосходит максимальную интенсивность падающего света; боковые лепестки, окружающие фокус составляют 30% от его максимального значения. Площадь этого пятна меньше, чем в [7, 22]. Это минимальное фокусное пятно, которое можно сформировать с помощью бинарного аксикона с таким уровнем боковых лепестков. Если для данного случая рассчитать не интенсивность, а поток энергии (модуль проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга), то вместо эллиптического фокусного пятна будет круглое фокусное пятно с диаметром немного большим, чем минимальный диаметр эллиптического пятна.

1.7 Симметрия интенсивности и потока мощности субволнового фокусного пятна

Субволновая фокусировка света с помощью элементов микрооптики – актуальная задача, так как уменьшение размеров фокусного пятна увеличивает не только разрешение при использовании этого пятна в задачах литографии, микроскопии, оптической памяти, но и увеличивает плотность мощности излучения, которая важна при манипулировании микрообъектами. В работах последних лет в этом направлении достигнуто существенное продвижение вперед. Например, для субволновой фокусировки используются планарные плазмонные структуры [105, 110] или плазмонные линзы [103, 111]. Лазерный свет также остро фокусируется вблизи поверхности традиционных оптических элементов: микроаксикона [84], зонной пластинки [98, 100], микролинзы [112], твердотельной иммерсионной линзы (SIL) [113] и обычного высокоапертурного объектива [114-117]. Также свет собирается в субволновый фокус на вершине диэлектрических [118, 119] и металлических микроконусов [120]. С помощью элементов микрооптики можно не только фокусировать свет в субволновое пятно, но и изображать микро- и нанообъекты с субволновым разрешением (со сверхразрешением) [121].

Однако в перечисленных работах не рассматриваются особенности регистрации светового излучения в ближнем поле с помощью кантилевера с малым отверстием. До сих пор нет ответов на вопросы. Что регистрирует микроскоп ближнего поля – плотность энергии (мощности) или поток энергии (мощности)? Почему для линейно-поляризованного света интенсивность (плотность мощности) фокусного пятна имеет вид эллипса, а проекция на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга (поток мощности) в фокусном пятне имеет вид круга? Также в перечисленных работах нет детального сравнения данных эксперимента по измерению субволнового фокуса с результатами строгого моделирования на основе решения уравнений Максвелла.

В данном параграфе в общем виде с помощью разложения светового поля с линейной поляризацией по плоским волнам показано, что эллиптическая форма поперечного сечения интенсивности определяется продольной составляющей электрического вектора, и так как проекция вектора Умова-Пойнтинга на оптическую ось (поток мощности) не зависит от этой продольной составляющей электрического вектора, то сечение потока мощности имеет форму круга. Экспериментально с помощью микроскопа ближнего поля с металлическим кантилевером и малым отверстием показано, что при фокусировке линейно-поляризованного гауссового пучка бинарной стеклянной зонной пластинкой с фокусным расстоянием, равным длине волны, формируется фокусное пятно в виде слабого эллипса с размерами по

декартовым осям $\text{FWHM}_x=(0,44\pm 0,02)\lambda$ и $\text{FWHM}_y=(0,52\pm 0,02)\lambda$, и глубиной фокуса $\text{DOF}=(0,75\pm 0,02)\lambda$, λ – длина волны. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования FDTD-методом позволило однозначно заключить, что микроскоп ближнего поля измеряет поперечную интенсивность (плотность мощности), а не поток мощности и не полную интенсивность. То, что металлический кантилевер с малым отверстием измеряет поперечную интенсивность следует из теории Бете-Баукампа.

Интенсивность и проекция вектора Умова-Пойнтинга
для линейно-поляризованного света

Рассмотрим распространение света вдоль оптической оси z от одной поперечной плоскости P_1 (будем называть её начальной плоскостью) до другой поперечной плоскости P_2 , параллельной начальной и находящейся от неё на расстоянии z . Введём в этих плоскостях декартовы координаты (x, y) и (u, v) и полярные координаты (r, φ) и (ρ, θ) . Пусть в начальной плоскости сформировано линейно-поляризованное электромагнитное поле с радиальной симметрией:

$$\begin{cases} E_x(r, \varphi, 0) \equiv E_x(r), \\ E_y(r, \varphi, 0) \equiv 0, \\ E_z(r, \varphi, 0) \equiv 0. \end{cases} \quad (1.100)$$

В плоскости P_2 будем измерять интенсивность

$$I = |\mathbf{E}|^2 = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2 \quad (1.101)$$

и поток мощности (составляющую вектора Умова-Пойнтинга, параллельную оптической оси z)

$$S_z = (\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*)_z = E_x H_y^* - E_y H_x^*. \quad (1.102)$$

Согласно дифракционным интегралам Рэлея-Зоммерфельда, составляющая E_y и в плоскости P_2 также будет равна нулю. Поэтому (1.101) и (1.102) можно переписать в виде:

$$I = |E_x|^2 + |E_z|^2, \quad (1.103)$$

$$S_z = E_x H_y^*. \quad (1.104)$$

Используя уравнение Максвелла для монохроматического света

$$\text{rot } \mathbf{E} = -i\omega\mu_0\mu\mathbf{H}, \quad (1.105)$$

получим из (1.104):

$$S_z = \frac{-i}{\omega\mu_0\mu} E_x \left(\frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial u} \right). \quad (1.106)$$

Разложим составляющую E_x в угловой спектр плоских волн. Введём для этого декартовы (α, β) и полярные (ζ, ϕ) координаты в спектральной плоскости. Тогда

$$E_x(u, v, z) = \iint_{\mathbb{R}^2} A(\alpha, \beta) \exp\{ik[\alpha u + \beta v + z\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}]\} d\alpha d\beta. \quad (1.107)$$

Из третьего уравнения Максвелла

$$\frac{\partial E_x}{\partial u} + \frac{\partial E_y}{\partial v} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (1.108)$$

с учётом того, что $E_y \equiv 0$, получим выражение для составляющей E_z :

$$\begin{aligned} E_z(u, v, z) &= \\ &= -\iint_{\mathbb{R}^2} \frac{\alpha}{\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}} A(\alpha, \beta) \exp\{ik[\alpha u + \beta v + z\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}]\} d\alpha d\beta + C(u, v). \end{aligned} \quad (1.109)$$

Константа $C(u, v)$, возникшая при интегрировании по z , означает постоянное поле бесконечной протяжённости вдоль оси z . Из физических соображений приравняем её нулю. Преобразуем также выражение в скобках в (1.106):

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial u} &= \\ &= -ik \iint_{\mathbb{R}^2} \frac{1-\beta^2}{\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}} A^*(\alpha, \beta) \exp\{-ik[\alpha u + \beta v + z\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2}]\} d\alpha d\beta. \end{aligned} \quad (1.110)$$

Так как в начальной плоскости составляющая E_x радиально симметрична, её угловой спектр также радиально симметричный, т.е. $A(\zeta, \phi) \equiv A(\zeta)$. Учитывая это, перепишем (1.107), (1.109) и (1.110) в полярных координатах. При этом все интегралы по ϕ выразятся через функции Бесселя:

$$E_x(\rho, \theta, z) = 2\pi \int_0^\infty A(\zeta) \exp(ikz\sqrt{1-\zeta^2}) J_0(k\rho\zeta) \zeta d\zeta, \quad (1.111)$$

$$E_z(\rho, \theta, z) = -2\pi i \cos\theta \int_0^\infty A(\zeta) \exp(ikz\sqrt{1-\zeta^2}) J_1(k\rho\zeta) \frac{\zeta^2 d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}}. \quad (1.112)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_x^*}{\partial z} - \frac{\partial E_z^*}{\partial u} &= \\ &= -2\pi ik \int_0^\infty A^*(\zeta) \exp(-ikz\sqrt{1-\zeta^2}) \left[\left(1 - \frac{\zeta^2}{2}\right) J_0(k\rho\zeta) - \frac{\zeta^2}{2} J_2(k\rho\zeta) \cos(2\theta) \right] \frac{\zeta d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}}. \end{aligned} \quad (1.113)$$

Подставим (1.111)-(1.113) в (1.103) и (1.106):

$$I = 4\pi^2 \left| \int_0^\infty A(\zeta) \exp(ikz\sqrt{1-\zeta^2}) J_0(k\rho\zeta) \zeta d\zeta \right|^2 + 4\pi^2 \cos^2 \theta \left| \int_0^\infty A(\zeta) \exp(ikz\sqrt{1-\zeta^2}) J_1(k\rho\zeta) \frac{\zeta^2 d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \right|^2, \quad (1.114)$$

$$S_z = -\frac{4\pi^2 k}{\omega\mu_0\mu} \left\{ \int_0^\infty A(\zeta) \exp(ikz\sqrt{1-\zeta^2}) J_0(k\rho\zeta) \zeta d\zeta \right\} \times \left\{ \int_0^\infty A^*(\zeta) \exp(-ikz\sqrt{1-\zeta^2}) \left[\left(1 - \frac{\zeta^2}{2}\right) J_0(k\rho\zeta) - \frac{\zeta^2}{2} J_2(k\rho\zeta) \cos(2\theta) \right] \frac{\zeta d\zeta}{\sqrt{1-\zeta^2}} \right\}. \quad (1.115)$$

Из (1.114) и (1.115) видно, что и интенсивность, и поток мощности, симметричны относительно оси u . Т.е. для любых пар точек с полярными координатами (ρ, θ) и $(\rho, -\theta)$ они равны. Из (1.114) также видно, что для фиксированного ρ интенсивность в точках $(\rho, 0)$ и (ρ, π) максимальна, а в точках $(\rho, \pi/2)$ и $(\rho, 3\pi/2)$ минимальна. Этим и объясняется формирование фокального пятна в форме эллипса, вытянутого вдоль оси x (плоскость поляризации xz). Заметим, что нарушение радиальной симметрии в выражении для интенсивности определяется вторым слагаемым, а в выражении для потока мощности – вторым множителем. В случае малой числовой апертуры множитель $\zeta^2 \cdot (1 - \zeta^2)^{-1/2}$ во втором интеграле в (1.114) близок к нулю и не позволяет второму слагаемому давать существенный вклад в интенсивность. Поэтому фокальное пятно имеет круглую форму. Если же фокусировка острая, то в угловом спектре существенную часть занимают волны с ζ , близким к единице. В этом случае вклад второго слагаемого возрастает, может превысить вклад первого слагаемого в несколько раз, появляется асимметрия, и пятно принимает эллиптическую форму, или даже форму «кости» или «гантели». Для потока мощности зависимость иная. Множитель $\zeta \cdot (1 - \zeta^2)^{-1/2}$ одинаково влияет и на симметричную, и на асимметричную часть выражения в квадратных скобках в (1.115). В случае малой числовой апертуры поток мощности определяется радиально симметричным слагаемым $(1 - \zeta^2/2)J_0(k\rho\zeta)$. Поэтому фокальное пятно, измеренное не по интенсивности, а по потоку мощности, имеет круглую форму. В случае большой числовой апертуры, когда ζ близко к единице, вклад обоих слагаемых в квадратных скобках примерно одинаков, но вклад второго слагаемого не может существенно превысить вклад первого, и, кроме того, вблизи фокуса ($\rho = 0$) функция Бесселя нулевого порядка оказывает большее влияние по сравнению с функцией Бесселя второго порядка. Поэтому пятно получается более круглой формы, чем в случае измерения интенсивности. Для примера рассмотрим Бесселев пучок. У него угловой спектр имеет кольцевую форму:

$$A(\zeta) = \delta(\zeta - \alpha), \tag{1.116}$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, $\alpha = \zeta_0$ – параметр Бесселева пучка. В этом случае интегралы в (1.114)-(1.115) пропадают и интенсивность с потоком мощности легко вычисляются:

$$I = 4\pi^2 J_0^2(k\rho\zeta_0)^2 + 4\pi^2 \cos^2 \theta \cdot J_1^2(k\rho\zeta_0) \frac{\zeta_0^4}{\sqrt{1-\zeta_0^2}}, \tag{1.117}$$

$$S_z = -\frac{4\pi^2 k}{\omega\mu_0\mu} J_0(k\rho\zeta_0) \exp(-ikz\sqrt{1-\zeta_0^2}) \times \\ \times \left[\left(1 - \frac{\zeta_0^2}{2}\right) J_0(k\rho\zeta_0) - \frac{\zeta_0^2}{2} J_2(k\rho\zeta_0) \cos(2\theta) \right] \frac{\zeta_0^2}{\sqrt{1-\zeta_0^2}}. \tag{1.118}$$

Для моделирования случая малой числовой апертуры выберем $\alpha = 0,3$ (рис. 1.41). Для моделирования острой фокусировки выберем $\alpha = 0,8$ (рис. 1.42) и $\alpha = 0,9$ (рис. 1.43). Интенсивность и поток мощности для разных значений α показаны на рис. 1.41-1.43: горизонтальная ось – ось x , вертикальная ось – ось y . Другие параметры моделирования: длина волны $\lambda = 532$ нм, расстояние $z = 10\lambda$, область моделирования $-5\lambda \leq x \leq +5\lambda$, $-5\lambda \leq z \leq +5\lambda$.

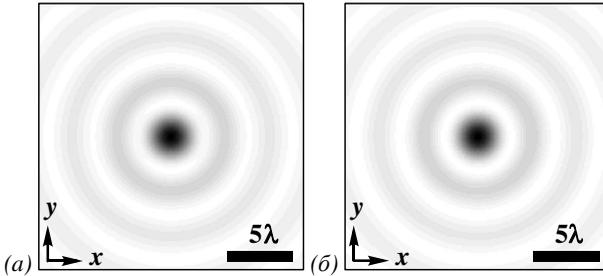


Рис. 1.41 Интенсивность (а) и поток мощности (б) для Бесселева пучка с $\alpha = 0,3$

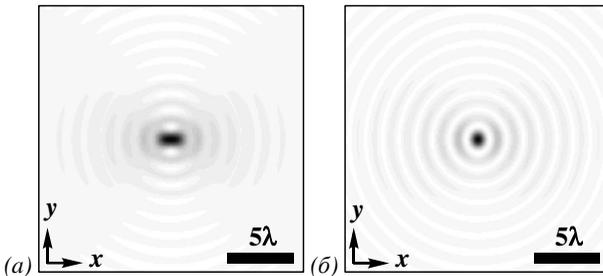


Рис. 1.42 Интенсивность (а) и поток мощности (б) для Бесселева пучка с $\alpha = 0,8$

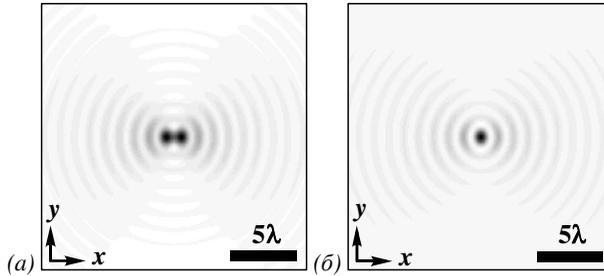


Рис. 1.43 Интенсивность (а) и поток мощности (б) для Бесселева пучка с $\alpha = 0,9$

Рис. 1.41-1.43 подтверждают ранее сделанные предположения. При увеличении числовой апертуры фокальное пятно, измеренное по интенсивности, сначала имело круглую форму, затем эллиптическую, затем форму «кости». При этом фокальное пятно, измеренное по потоку мощности, все время оставалось почти круглым (на рис. 1.43б фокусное пятно имеет форму слабого эллипса, вытянутого вдоль оси y). Из рисунков 1.42 и 1.43 также видно, что размеры фокусных пятен для интенсивности и потока мощности вдоль вертикальной оси почти совпадают.

Острая фокусировка линейно-поляризованного света с помощью субволнового бинарного аксикона

В этом параграфе приведены результаты моделирования дифракции острой фокусировки света с помощью FDTD-метода. Моделировалось прохождение линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны $\lambda=532\text{нм}$ и радиусом $\omega=7\lambda$ через бинарный микроаксикон с радиусом $R=8\text{мкм}$, показателем преломления материала $n=1,52$ и высотой рельефа $h=532\text{нм}$ (рис. 1.44). Моделирование проводилось BOR-FDTD методом [35], шаг сетки по пространству $\lambda/50$, по времени $\lambda/100c$, где c – скорость света в вакууме. Интересно заметить, что при расчете не интенсивности (плотность световой мощности), а потока световой мощности (модуль проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга) вместо эллиптического фокусного пятна возникает круглое пятно, с диаметром немного большим, чем меньший диаметр эллиптического фокусного пятна интенсивности.

На рис. 1.45а показан двумерная картина интенсивности (в полутонах серого) в непосредственной близости от бинарного аксикона с периодом $T=\lambda=532\text{мкм}$ (рис. 1.44), а на рис. 1.45б показана картина потока световой мощности в той же плоскости. Из рис. 1.45 видно, что поток мощности формирует круглый фокус с диаметром по полуспаду равным $\text{FWHM}=0,36\lambda$, в то время как интенсивность формирует эллиптический фокус с диаметрами по декартовым осям $\text{FWHM}_x=0,75\lambda$ и $\text{FWHM}_y=0,30\lambda$.

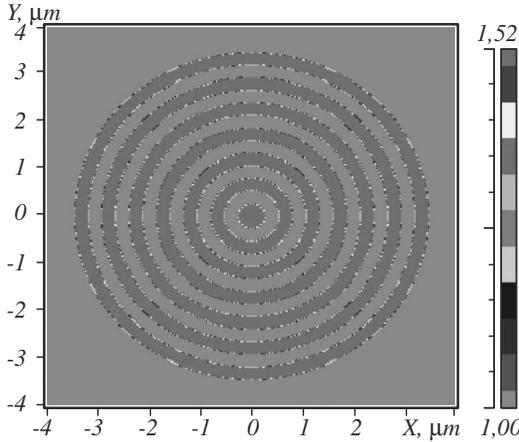


Рис. 1.44 Расположение бинарного микроаксикона с периодом $T=\lambda$ в расчётном поле (кольца имеют показатель преломления 1,52, а фон имеет показатель преломления 1)

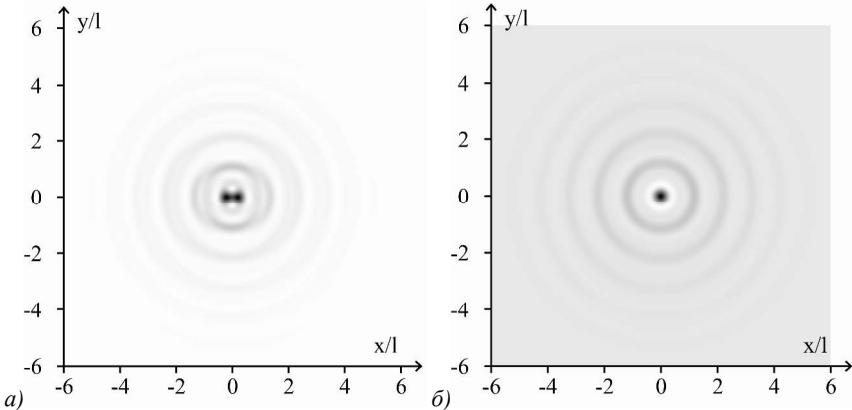


Рис. 1.45 Распределение интенсивности (плотности мощности) (а) и потока мощности (модуля проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга) (б) вблизи поверхности (на расстоянии $\lambda/20$) бинарного микроаксикона с периодом $T=\lambda$

Это объясняется тем, что продольная составляющая электрического поля не даёт вклада в продольную составляющую вектора Умова-Пойнтинга. Продольная составляющая вектора электрического поля, возникает в плоскости поляризации XZ при схождении лучей в фокус. В перпендикулярной плоскости YZ при схождении лучей в фокус продольная составляющая вектора электрического поля не возникает. Картины фокусов на рис. 1.45 качественно совпадают с картинами на рис. 1.43.

**Острая фокусировка линейно-поляризованного света
с помощью зонной пластинки**

Рассматривалась фокусировка линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны $\lambda=532\text{нм}$ и радиусом $\omega=7\lambda$ бинарной зонной пластинкой (ЗП) с фокусным расстоянием равным одной длине волны фокусируемого света $f=\lambda$, диаметром 8 мкм, показателем преломления материала 1,52. На рис. 1.46 показан шаблон такой ЗП в поле расчёта. Числовая апертура ЗП равна $NA = 0,997$. Эффективность фокусировки – 42%.

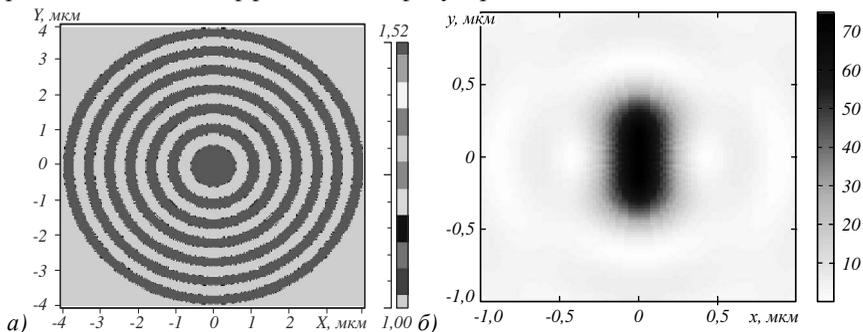


Рис. 1.46 Шаблон ЗП с фокусным расстоянием, равным длине волны $f=\lambda$ (а), и распределение интенсивности в плоскости фокуса (б). Ось y – ось поляризации

Радиусы ЗП (рис. 1.46а) рассчитывались по известной формуле $r_m=(m\lambda f + m^2\lambda^2/4)^{1/2}$, где $f = \lambda = 532\text{нм}$ – фокусное расстояние, m – номер радиуса. Моделирование проводилось BOR-FDTD методом, при этом проводилось сравнение результатов, полученных при разной дискретности разбиения вычисляемой области по пространству. На рис. 1.46б показано распределение интенсивности в фокусе.

На рис. 1.47 показаны сечения по декартовым осям: по оси x ($\varphi=0$) и по оси y ($\varphi=\pi/2$) интенсивности (а) и потока мощности (модуль проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга) (б). Из рис. 1.46б и рис. 1.47а видно, что фокальное пятно интенсивности эллиптическое. А из рис. 1.47б также видно, что фокальное пятно потока мощности – круглое. В Таблице 1.3 первые две строчки значений показывают размер фокусного пятна по полуспаду интенсивности (первая строка) и потока мощности (вторая строка).

На рис. 1.48 показаны предельные интенсивности, рассчитанные с помощью метода BOR-FDTD в пакете Matlab (кривая 1) и методом FDTD, реализованного в программе FullWAVE (кривая 2). Значение глубины фокуса для ЗП показаны в последнем столбце Таблицы 1.3.

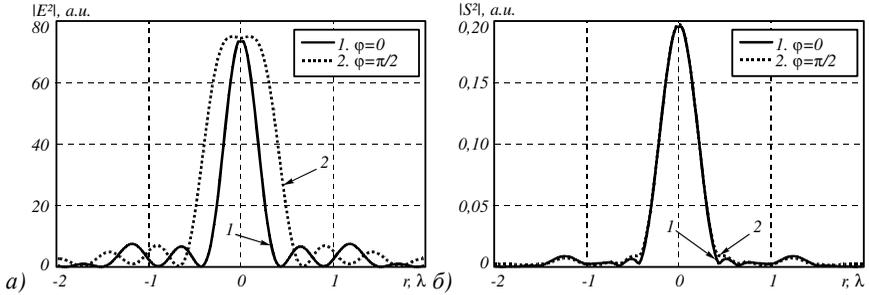


Рис. 1.47 Распределения (а) интенсивности и (б) модуля проекции на ось z вектора Пойнтинга в фокусе при дискретности разбиения $\Delta r = \lambda/50$. Сечение по оси x ($\varphi=0$) и по оси y ($\varphi=\pi/2$)

Таблица 1.3 Значения диаметров фокусного пятна

	FWHM _x ($\varphi=0$), λ	FWHM _y ($\varphi=\pi/2$), λ	DOF, λ
Интенсивность	0,42±0,01	0,84±0,01	0,86±0,01
Модуль проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга	0,45±0,01	0,45±0,01	-
Эксперимент на NSOM	0,44±0,02	0,52±0,02	0,75±0,02

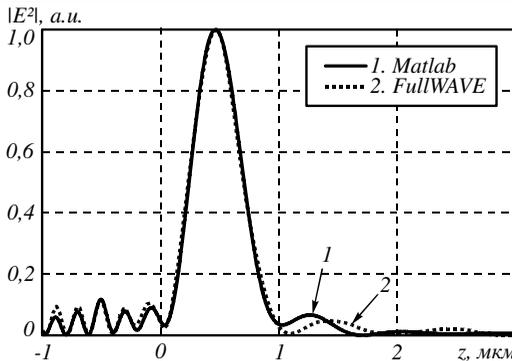


Рис. 1.48 Сравнение распределения интенсивности вдоль оптической оси для ЗП при моделировании в BOR-FDTD Matlab (кривая 1) и FDTD FullWAVE (кривая 2)

Эксперимент

Зонная пластинка высокого качества была изготовлена по технологии литографии из резиста ZEP (показатель преломления резиста $n=1,52$). На рис. 1.49 показаны вид сбоку (а) и сверху (б) ЗП в сканирующем микроскопе на атомных силах: глубина рельефа – 510нм, диаметр – 14 мкм, крайняя зона – $0,5\lambda = 266$ нм. ЗП имеет 12 колец и центральный диск.

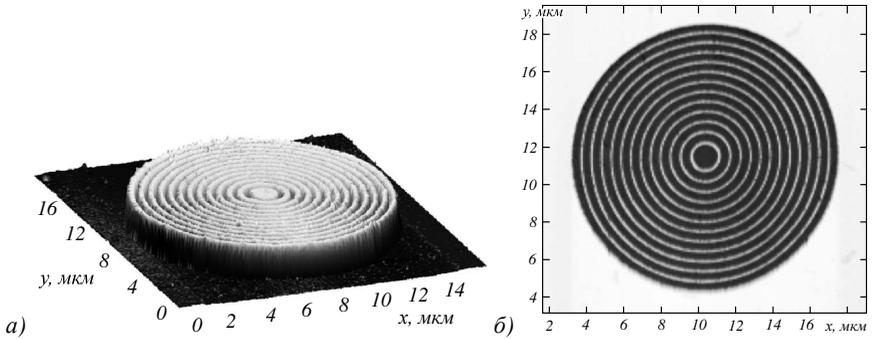


Рис. 1.49 Виды ЗП сбоку (а) и сверху (б), полученные на сканирующем микроскопе на атомных силах.

Экспериментально с помощью сканирующего ближнеполюсного оптического микроскопа (СБОМ) Ntegra Spectra (рисунок 1.50) изучалось прохождение линейно поляризованного гауссова пучка с длиной волны $\lambda=532\text{нм}$ через зонную пластинку с фокусным расстоянием $f=\lambda$.

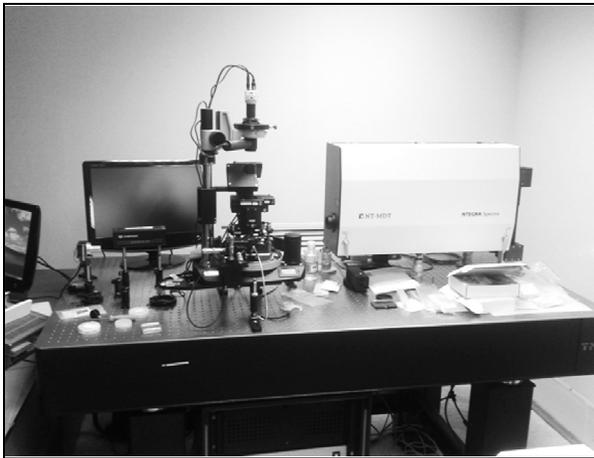


Рис. 1.50 СБОМ, используемый в эксперименте

На рисунке 1.51а показано экспериментальное распределение интенсивности вдоль оптической оси для ЗП (кривая, ось слева), а также значения диаметра фокусного пятна (квадраты, ось справа). На рисунке 1.51б показан пример распределения интенсивности в фокусе (изображение, полученное непосредственно с микроскопа).

Усреднённые значения диаметра эллиптического фокусного пятна ЗП приведены в третьей строке значений в Таблице 1.3. Из рис. 1.51 видно,

что максимальное значение интенсивности на оси смещено от плоскости геометрического фокуса $f=\lambda=532$ нм ближе к ЗП ($z=400$ нм).

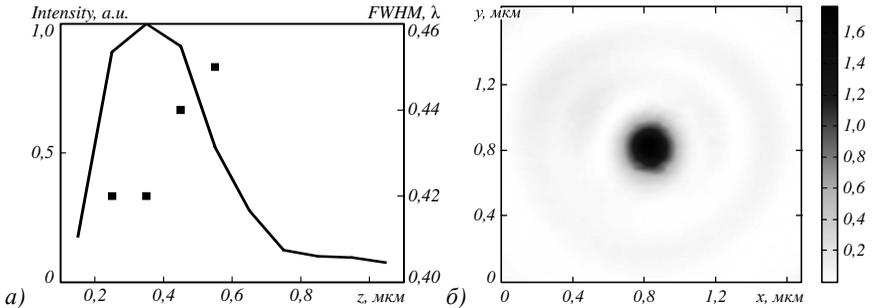


Рис. 1.51 Экспериментальное распределение интенсивности вдоль оптической оси (а) для ЗП на рис. 1.49 (кривая, ось слева) и значения меньших диаметров фокусных пятен (квадраты, ось справа); поперечное сечение фокусного пятна на фокусном расстоянии $f=\lambda=532$ нм (вертикальная ось совпадает с плоскостью поляризации) (б)

Заметим, что на этом расстоянии ($z=400$ нм) меньший диаметр фокусного пятна расчётный и экспериментальный совпадают $FWHM=0,42\lambda$. Для сравнения на рис. 1.52 приведены сечения вдоль оси x , перпендикулярной плоскости поляризации интенсивности (кривая 1), потока мощности (кривая 3) и экспериментальная кривая измеренная с помощью NSOM (кривая 2).

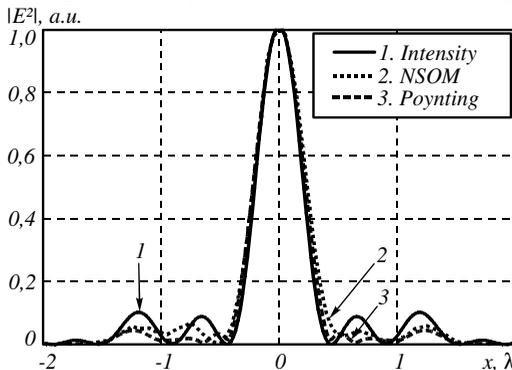


Рис. 1.52. Сравнение экспериментального и расчётного распределения в фокусе вдоль оси x : расчётное распределение интенсивности (кривая 1), экспериментальное распределение интенсивности (кривая 2) и расчётное распределение модуля проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга (кривая 3).

Кривые почти совпадают (смотри второй столбец Таблицы 1.3): их отличия меньше ошибки измерения ($\pm 0,02\lambda$). Отличия только в боковых лепестках. Но и по ним нельзя однозначно сказать, что измеряется в эксперименте: ин-

тенсивность или поток мощности. Так как боковые лепестки потока мощности немного меньше, чем у экспериментальной кривой, а боковые лепестки кривой расчетной интенсивности немного больше экспериментальной кривой.

На рис. 1.53 показаны сечения кривых в фокусе вдоль оси y (параллельной плоскости поляризации): расчётное распределение интенсивности (кривая 1), расчётное распределение модуля проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга (кривая 3) и экспериментальное распределение интенсивности (кривая 2): интенсивность как сумма всех составляющих (а) и как сумма только поперечных составляющих (б).

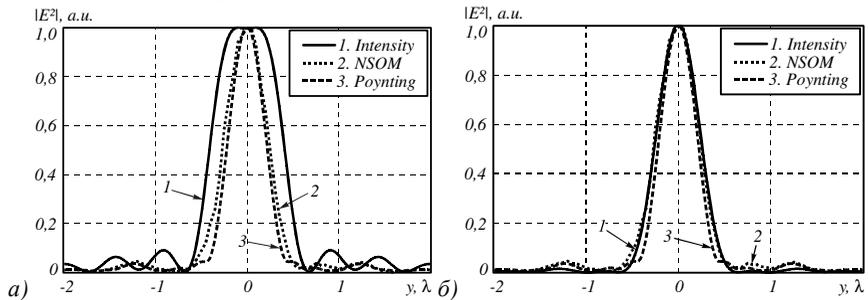


Рис. 1.53 Сравнение экспериментального и расчётного распределения в фокусе вдоль оси y (параллельной плоскости поляризации): расчётное распределение интенсивности (кривая 1), экспериментальное распределение интенсивности (кривая 2) и расчётное распределение модуля проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга (кривая 3): интенсивность как сумма всех составляющих (а) и как сумма только поперечных составляющих (б)

Из рис. 1.53а видно, что в эксперименте не измеряется продольная составляющая интенсивности (смотри третий столбец Таблицы 1.3), так как кривая полной интенсивности ($FWHM=0,84\lambda$) шире экспериментальной кривой ($FWHM=0,52\lambda$) на величину большую ошибки измерения ($\pm 0,02\lambda$). Но, в свою очередь, экспериментальная кривая шире расчётной кривой потока мощности ($FWHM=0,45\lambda$) также на величину большую ошибки эксперимента. Но, что же измеряется в эксперименте? На рис. 1.53б приведены сравнения экспериментальной кривой (кривая 2) с поперечной интенсивностью $|E_x|^2+|E_y|^2$ (кривая 1). Их ширины совпадают ($FWHM=0,52\lambda$). Поэтому из рис. 1.53 можно однозначно заключить, что микроскоп ближнего поля NSOM с кантилевером в виде металлической пирамиды с отверстием 100 нм измеряет поперечную интенсивность $|E_x|^2+|E_y|^2$ (плотность мощности), а не поток мощности и не полную интенсивность $|E_x|^2+|E_y|^2+|E_z|^2$. Поэтому эллипс фокусного пятна на рис. 1.51б менее выражен, чем расчётный эллипс на рис. 1.46б. Проникновение электромагнитного поля в малое отверстие в металлическом экране описывается в рамках теории Бете-Баукампа [122-124].

Согласно этой теории плоская линейно-поляризованная волна, падающая под углом на металлический экран с малым круглым отверстием диаметром $a \ll \lambda$, индуцирует электрический диполь, ориентированный перпендикулярно отверстию и магнитный диполь, расположенный в плоскости отверстия. И поэтому поле в дальней зоне для малого отверстия, освещенного наклонной плоской волной \mathbf{E} , задается излучением электрического \mathbf{P} и магнитного \mathbf{M} диполей с моментами:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= -\frac{4}{3}\epsilon_0 a^3 (\mathbf{E} \mathbf{n}_z) \mathbf{n}_z, \\ \mathbf{M} &= -\frac{8}{3} a^3 [\mathbf{n}_z \times [\mathbf{E} \times \mathbf{n}_z]]', \end{aligned} \tag{1.119}$$

где \mathbf{n}_z – единичный вектор вдоль оптической оси (перпендикулярной плоскости отверстия). Из (1.119) видно, что электрический диполь формирует только продольная составляющая электрического поля \mathbf{E} . Но диполь, ориентированный вдоль оптической оси излучает в поперечном направлении и не излучает вдоль самой оптической оси. Магнитный диполь в (1.119) формируется, наоборот, только поперечными составляющими электрического поля, так как внутреннее векторное произведение в правой формуле в (1.119) равно нулю для продольной составляющей электрического поля. То есть продольная составляющая электрического поля не будет регистрироваться фотоприемником, расположенным на некотором расстоянии от малого отверстия в металле вдоль оптической оси.

В данном параграфе получены следующие результаты [125, 126]. В общем случае с помощью разложения векторного светового поля по плоским волнам показано, что для линейно-поляризованного начального светового поля с высокой числовой апертурой (полуугол расходимости светового пучка близок к 90 градусам) поперечное распределение интенсивности (плотности мощности) имеет вид эллипса или «гантели», вытянутых вдоль линии, параллельной плоскости поляризации начального светового поля, а поперечное распределение потока мощности (проекция вектора Умова-Пойнтинга на оптическую ось) имеет вид круга или эллипса, но вытянутого вдоль линии, перпендикулярной плоскости поляризации начального поля. С помощью моделирования FDTD-методом показано, что при субволновой фокусировке линейно-поляризованного света бинарным аксиконом с периодом, равным длине волны, в непосредственной близости от поверхности аксикона формируется фокусное пятно интенсивности в виде «гантели», при этом фокусное пятно потока мощности (модуля проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга) в том же месте имеет вид круга. С помощью моделирования FDTD-методом показано, что при фокусировке линейно-поляризованного света бинарной зонной пластинкой из стекла с фокусным

расстоянием, равным длине волны, фокусное пятно интенсивности имеет вид эллипса с меньшим диаметром по полуспаду $\text{FWHM} = (0,42 \pm 0,01)\lambda$, а фокусное пятно потока мощности имеет форму круга с диаметром по полуспаду $\text{FWHM} = (0,45 \pm 0,01)\lambda$. Экспериментально с помощью микроскопа ближнего поля с металлическим кантилевером с отверстием 100 нм показано, что при фокусировке линейно-поляризованного гауссового пучка бинарной зонной пластинкой с фокусным расстоянием, равным длине волны, формируется фокусное пятно в виде слабого эллипса с размерами по декартовым осям $\text{FWHM}_x = (0,44 \pm 0,02)\lambda$ и $\text{FWHM}_y = (0,52 \pm 0,02)\lambda$, и глубиной фокуса $\text{DOF} = (0,75 \pm 0,02)\lambda$. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования позволило заключить, что микроскоп ближнего поля измеряет поперечную интенсивность (плотность мощности), а не поток мощности и не полную интенсивность. То, что металлический кантилевер с малым отверстием измеряет поперечную интенсивность $|E_x|^2 + |E_y|^2$ следует из теории Бете-Баукампа.

1.8 Особенности измерения субволнового фокусного пятна ближнепольным микроскопом

Одним из путей получения фокусных пятен с размерами меньше дифракционного предела является фокусировка света с помощью пропускающей свет микрооптики с локальным периодом рельефа близким к длине волны. При этом фокус формируется вблизи поверхности компонента микрооптики на расстоянии равном или меньшим длины волны. При острой фокусировке лазерного света с линейной поляризацией в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации в области фокуса отсутствует продольная компонента электрического вектора, которая уширяет фокусное пятно вдоль направления совпадающего с направлением поляризации. Поэтому фокусное пятно вдоль направления, перпендикулярного плоскости поляризации, имеет меньший размер (меньший диаметр эллипса) и может быть меньше дифракционного предела при числовой апертуре большей 0,9. Также при фокусировке света вблизи поверхности раздела двух сред определен вклад в уменьшение размеров фокусного пятна вносит конструктивная интерференция затухающих поверхностных волн. Форма субволнового фокусного пятна зависит от способа измерения. Если измерять полную интенсивность напряженности электрического поля, то фокус будет иметь форму эллипса, если измерять поток мощности (проекцию вектора Пойнтинга на оптическую ось), то фокусное пятно будет круглое, а если измерять интенсивность только поперечных составляющих электрического поля, то фокусное пятно будет иметь форму слабого эллипса. Цель этого параграфа показать, что измеряет ближнепольный микроскоп с металлическим кантилевером с нанотверстием в вершине. Из-

вестно достаточное число работ, в которых исследовалась субволновая фокусировка лазерного света с помощью различных компонент нанофотоники. Например, острый фокус можно получить с помощью плазмонных структур [105] или плазмонной линзы [91, 92, 127]. Фокусировка вблизи раздела двух сред осуществляется также с помощью традиционных компонент микрооптики: зонной пластинки (ЗП) [98] или аксикона [118]. В [128] было показано, что простейший бинарный диэлектрический элемент, осуществляющий фокусировку вблизи своей поверхности, состоит всего из двух зон: внутренней в форме цилиндра и внешней в форме кольца с меньшей высотой. В [76] для фокусировки использовался элемент, представляющий собой 8 отверстий в слое полиметилметакрилата, расположенных вдоль окружности. Область фокуса, создаваемая вблизи своей поверхности диэлектрической микросферой называется фотонной наноструей [129, 130]. Фокусировка света массивом микросфер рассматривалась в [131]. Наиболее востребованным методом исследования распределения интенсивности света вблизи поверхностей раздела двух сред является в настоящее время метод сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ). В [132] исследовался субволновый фокус, создаваемый суживающейся микротрубкой. В [133] также с помощью СБОМ исследовалась фокусировка плазмонной линзой, освещаемой радиально поляризованным светом. Субволновое пятно, создаваемое фазовой зонной пластинкой Френеля, исследовалось в [98] с помощью СБОМ «Интегра». Как известно, существует два основных типа зондов, используемых в СБОМ: на основе суживающегося металлизированного волокна и полые пирамидальные кантилеверы с наноотверстием в вершине. Первый тип зондов исследовался в [134], где было показано, что такие зонды более чувствительны к продольной компоненте электрического поля. В статье [135] также было показано, что для детектирования излучения с преобладающим вкладом продольной компоненты зонды, представляющие собой сужающийся металлизированный волновод, подходят лучше, чем полые цилиндрические или конические зонды. В данном параграфе использовался второй тип зондов: полые пирамидальные кантилеверы с наноотверстием в вершине. Ранее уже частично исследовался вопрос о том, что регистрирует СБОМ с металлическим пирамидальным кантилевером с отверстием. В [126] исследовалась фокусировка лазерного света с помощью бинарной зонной пластинки Френеля с фокусным расстоянием 532 нм, освещаемой линейно-поляризованным гауссовым пучком с длиной волны 532 нм. Было показано, что СБОМ с металлическим пирамидальным кантилевером с отверстием измеряет в области фокуса сумму квадратов модулей амплитуды поперечных составляющих напряжённости электрического поля.

В данном параграфе рассматривается фокусировка линейно-поляризованного света с помощью ЗП с фокусным расстоянием 532 нм. С помощью метода FDTD было показано, что внесение полого пирамидального алюминиевого кантилевера с отверстием в область фокуса при фокусировке плоской линейно-поляризованной волны с длиной волны 532 нм ослабляет продольную составляющую интенсивности примерно в три раза, оставляя практически неизменной поперечную составляющую интенсивности. При исследовании фокусировки зонной пластиной линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны 633 нм (вместо расчётной длины волны 532 нм) с помощью СБОМ было получено, что фокусное расстояние равно $0,36\lambda$, меньший диаметр эллиптического фокусного пятна равен $(0,40 \pm 0,02)\lambda$, глубина фокуса – $0,59\lambda$ и дифракционная эффективность ЗП – 12%. Экспериментальные двумерные картины фокусных пятен, полученные на разных расстояниях от ЗП, хорошо согласуются с расчётными картинами фокусных пятен. Сравнение результатов расчёта и эксперимента позволяют сделать однозначный вывод, что полый пирамидальный алюминиевый кантилевер с нанотверстием в вершине регистрирует поперечную составляющую интенсивности электрического поля.

Моделирование влияния внесения кантилевера в вычисляемую область

Оценка влияния внесения кантилевера проводилась на примере зонной пластинки Френеля (ЗП). Радиусы зон такой ЗП вычисляются по известной формуле $r_m^2 = \lambda n f + m^2 \lambda^2 / 4$, где $\lambda = 532$ нм – длина волны фокусируемого света, $f = 532$ нм – фокусное расстояние ЗП, $m = 1, 2, \dots, M$ – номер радиуса. Высота рельефа ЗП была равна 0,51 мкм, изготовлена она была из кварца ($n = 1,52$) [126]. Моделирование производилось методом FDTD, реализованным в программе FullWave [136]. Размеры вычисляемой области составляли – 4,8 мкм вдоль осей x , y и 3 мкм вдоль оси z . Шаг FDTD сетки по пространству – 0,02 мкм, по времени 0,01 мкм/с, где c – скорость света в вакууме. На краях вычисляемой области помещались идеально поглощающие слои толщиной 0,532 мкм. Интенсивность считалась, как сумма усреднённых квадратов компонентов напряжённости электрического поля по последнему периоду $I = I_x + I_y + I_z$,

где $I_x = \int_{T_m - T}^{T_m} E_x^2 dt$, $T_m = 7$ мкм/с – время моделирования, T – период волны.

Фокусировка в отсутствие кантилевера

Первоначально проводилось моделирование в отсутствие кантилевера. Рассматривалась фокусировка плоской линейно-поляризованной в плоскости YZ волны с длиной волны 532 нм. На рис. 1.54-1.57 показаны результаты моделирования.

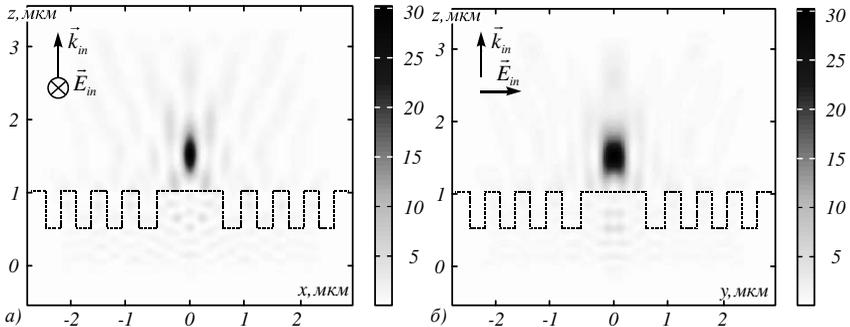


Рис. 1.54 Распределение интенсивности в плоскости (а) перпендикулярной (присутствует только компонента E_x напряжённости электрического поля) и (б) параллельной (присутствуют компоненты E_x и E_z напряжённости электрического поля) направлению поляризации входного излучения

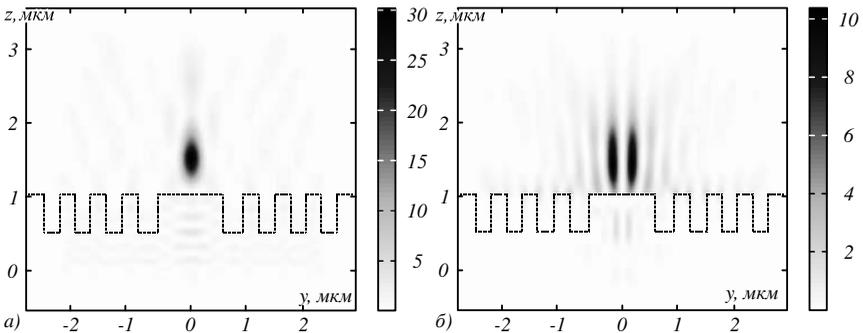


Рис. 1.55 Вклад отдельных составляющих интенсивности (а) поперечной (E_x) и (б) продольной (E_z) в суммарную интенсивность в плоскости параллельной направлению поляризации входного излучения (рис. 1.54б)

На рис. 1.54 изображено распределение интенсивности в вычисляемой области в плоскостях перпендикулярной (рис. 1.54а) и параллельной плоскости поляризации входного излучения (рис. 1.54б). Из рис. 1.54 видно, что пятно интенсивности обладает эллиптичностью - вытянуто в направлении, совпадающем с поляризацией входного излучения. Такое уширение объясняется наличием в этой плоскости продольной составляющей интенсивности электрического поля I_z . На рис. 1.55 показаны распределения отдельных составляющих интенсивности в плоскости параллельной плоскости поляризации входного излучения: рис. 1.55а соответствует поперечной составляющей интенсивности, а рис. 1.55б – продольной.

Размеры фокусного пятна по полуспаду интенсивности составили $\text{FWHM}_{\min} = (0,42 \pm 0,04)\lambda$ (рис. 1.56а) и $\text{FWHM}_{\max} = (0,77 \pm 0,04)\lambda$ (рис. 1.56б). Из рис. 1.56б видно, что за уширение фокусного пятна отвечает продольная

составляющая интенсивности, максимум которой в данном случае смещён на 0,17 мкм от оси ЗП. На рис. 1.57 показано распределение составляющих интенсивности вдоль прямой параллельной оси ЗП и проходящей через точку максимума продольной составляющей интенсивности в фокусе.

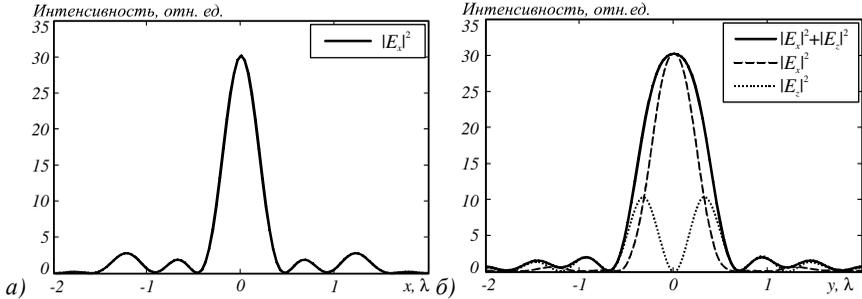


Рис. 1.56 Распределение интенсивности в фокусе (а) вдоль оси x , (б) вдоль оси y

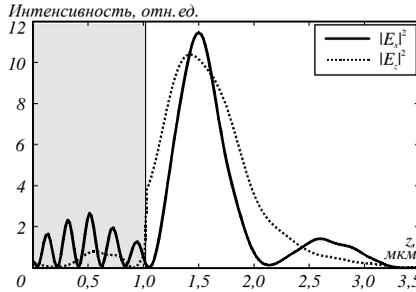


Рис. 1.57 Распределение отдельных компонент интенсивности вдоль оси z через точку максимума продольной составляющей интенсивности ($x = 0,17$ мкм, $y=0$). Серым цветом показана область внутри зонной пластинки

Как видно из рис. 1.57 в точке максимума продольной составляющей интенсивности (при $z = 1,42$ мкм) обе компоненты E_x и E_z дают примерно одинаковый вклад в суммарную интенсивность. Для того чтобы оценить какое влияние на электрическое поле оказывает кантилевер СБОМ, поместим его острие именно в эту точку.

Изменение соотношения компонент интенсивности при внесении кантилевера

Исследуемый кантилевер СБОМ имеет форму полой четырёхгранной пирамиды с углом при вершине 70° (рис. 1.58а). Такой кантилевер изготавливается из алюминия (толщина алюминиевого слоя 100нм), показатель преломления которого равен $n = 0,826 + 6,283i$. На вершине кантилевера расположено отверстие с диаметром 100нм. (рис. 1.58б)

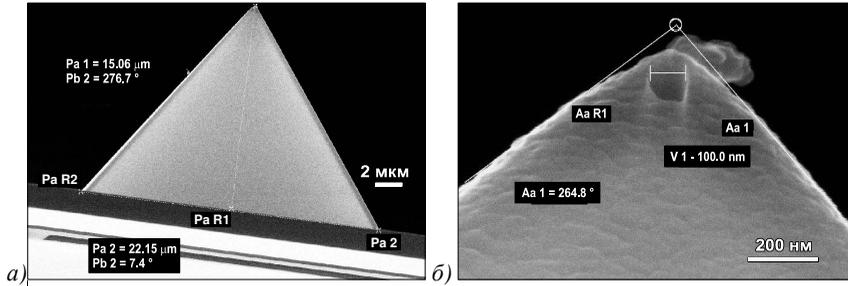


Рис. 1.58 (а) Изображение кантилевера СБОМ, полученное с помощью растрового электронного микроскопа Supra 25, (б) увеличенный фрагмент вблизи вершины

На рис. 1.59 показано рассчитанное распределение интенсивности электрического поля в плоскости параллельной плоскости поляризации входного излучения.

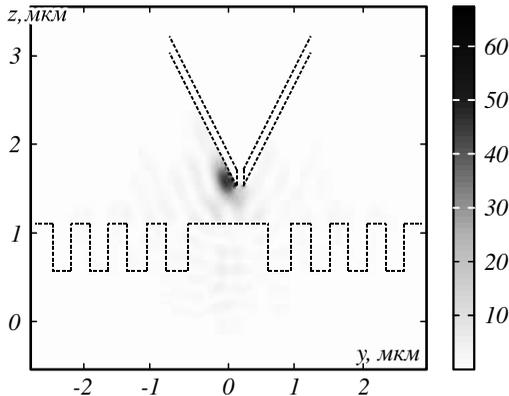


Рис. 1.59 Распределение интенсивности в плоскости параллельной плоскости поляризации входного излучения в присутствии кантилевера

На рис. 1.60 показано распределение отдельных составляющих интенсивности вдоль прямой параллельной оси ЗП через точку, где ранее располагался максимум составляющей интенсивности E_z . Т.е. рис. 1.60 аналогичен рис. 1.57, но в присутствии кантилевера. Как видно из рис. 1.60 внесение кантилевера изменило соотношение компонент в данной точке – составляющая интенсивности E_x незначительно выросла, в то время как составляющая интенсивности E_z уменьшилась примерно в 3 раза.

Фокусировка гауссова пучка с длиной волны 633 нм
зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием 532 нм

Далее исследовалось, как отразится замена длины волны света, освещающего зонную пластинку, на результаты фокусировки.

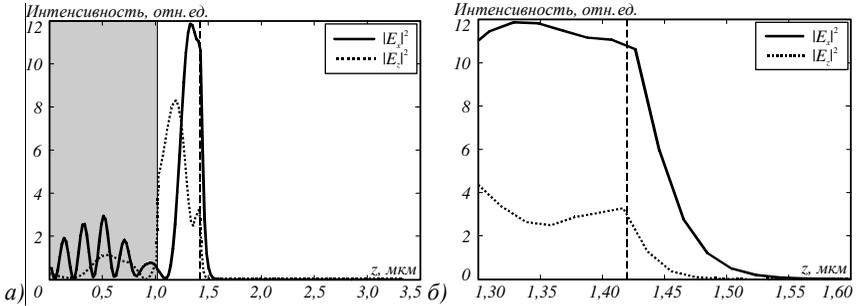


Рис. 1.60 (а) распределение интенсивности вдоль оси z через точку, где ранее располагался максимум продольной составляющей интенсивности ($x = 0,17$ мкм, $y = 0$), (б) увеличенный фрагмент вблизи острия кантилевера. Серым цветом показана область внутри зонной пластинки (заканчивается при $z = 1,02$). Пунктирным отрезком показан нижний край кантилевера (при $z = 1,42$)

Также заменена плоская волна, рассматриваемая в предыдущем параграфе, на гауссов пучок (для приближения к условиям эксперимента). Длина волны считалась равной 633 нм, а радиус гауссова пучка $\omega = 7\lambda = 4,43$ мкм. Моделирование производилось BOR-FDTD методом со следующими параметрами: дискретность разбиения по пространству $\lambda/50$, по времени – $\lambda/100c$, где c – скорость света в вакууме. На краях помещались идеальные поглощающие слои толщиной λ . Результаты моделирования представлены на рис. 1.61-1.63. На рис. 1.61 показано распределение интенсивности в вычисляемой области в плоскостях перпендикулярной плоскости поляризации входного излучения (рис. 1.61а) и параллельной плоскости поляризации входного излучения (рис. 1.61б).

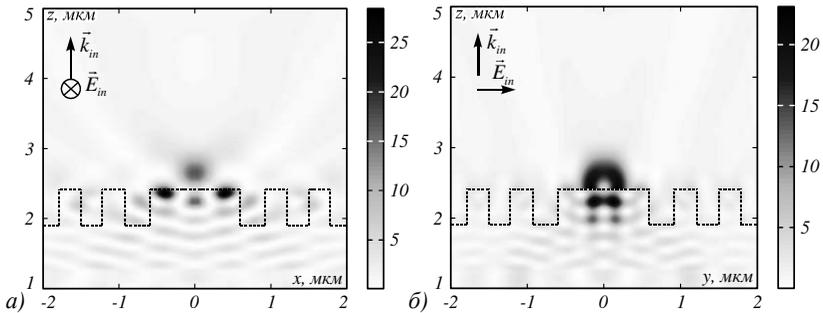


Рис. 1.61 Распределение интенсивности в вычисляемой области: в плоскостях (а) перпендикулярной и (б) параллельной направлению поляризации падающего излучения

Из распределения интенсивности вдоль оси ЗП (рис. 1.62) видно, что фокус расположен на расстоянии $f = 0,36\lambda = 0,23$ мкм, а его глубина по полуспаду интенсивности равна $\text{DOF} = 0,59\lambda$.

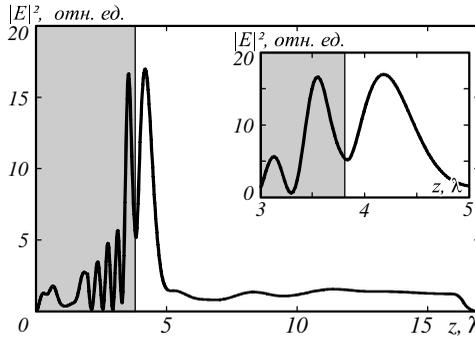


Рис. 1.62 Распределение интенсивности вдоль оси ЗП. На вставке увеличенный фрагмент поверхности ЗП. Серым цветом показана область внутри зонной пластинки

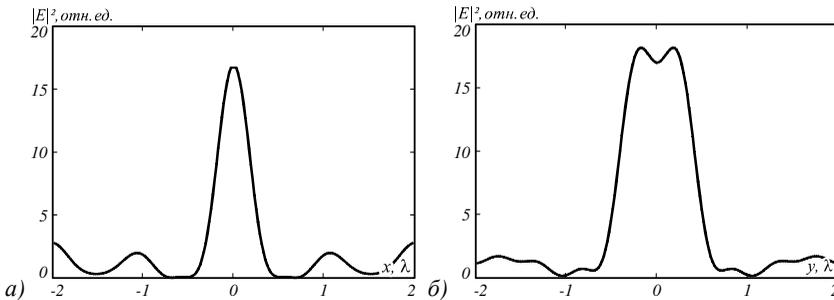


Рис. 1.63 Распределение интенсивности в фокусе: в плоскостях (а) перпендикулярной и (б) параллельной направлению поляризации падающего излучения

По сравнению с фокусировкой света с длиной волны 532 нм пятно приобрело еще большую эллиптичность – теперь его диаметры по полуспаду интенсивности равны $FWHM_{\min} = 0,40\lambda$ (рис. 1.63а) и $FWHM_{\max} = 0,87\lambda$ (рис. 1.63б). Это объясняется увеличением числовой апертуры бинарного элемента при увеличении длины волны фокусируемого света.

Эксперимент

Эксперимент проводился с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа «Интегра Спектра» (фирмы «NT-MDT»), оптическая схема которого приведена на рис. 1.64. В данной схеме линейно-поляризованный свет от лазера ЛГН-215 с длиной волны $\lambda=633$ нм проходил через исследуемую ЗП, формируя непосредственно за ней фокусное пятно, поперечное распределение интенсивности которого затем измерялись с помощью кантилевера (рис. 1.58) на разных расстояниях от поверхности ЗП.

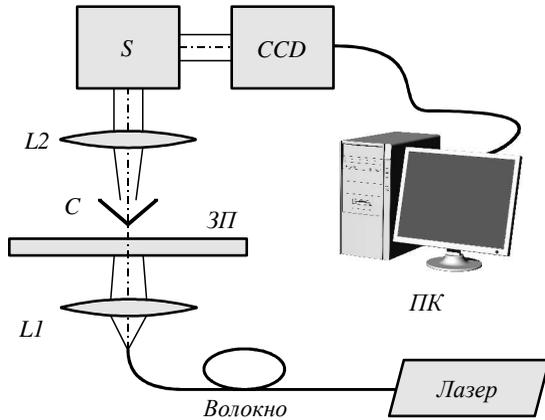


Рис. 1.64 Оптическая схема эксперимента: $L1$, $L2$ – линзы, ЗП – исследуемая зонная пластинка на подложке, C – кантилевер, S – спектрометр, CCD – ПЗС-камера, ПК – компьютер

Измеренное фокусное пятно также обладало эллиптичностью, однако, меньшей чем при моделировании. Диаметры фокуса были равны $FWHM_{\min}=(0,40\pm 0,02)\lambda$, $FWHM_{\max}=(0,60\pm 0,02)\lambda$. На рис. 1.65 показано сравнение распределений интенсивности в фокусе, полученных в эксперименте (точечная кривая) и при моделировании (сплошная кривая). В таблице показано сравнение полученных результатов по фокусировке света с длиной волны 633 нм, с ранними результатами [126], полученными при фокусировке такой же ЗП, рассчитанной и изготовленной для длины волны 532 нм и освещаемой светом с этой длиной волны. В Таблице 1.4 DE означает дифракционную эффективность.

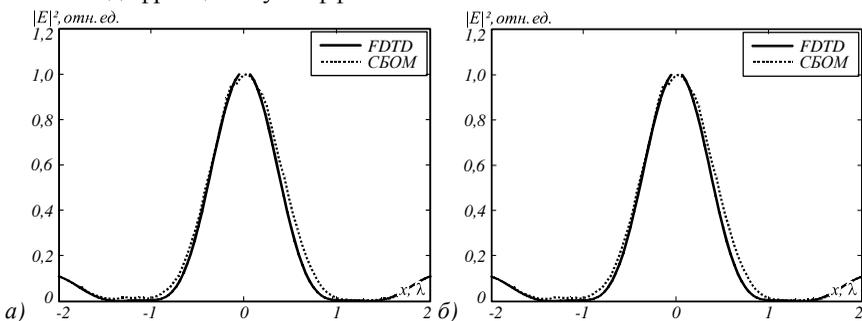


Рис. 1.65 Сравнение распределений интенсивности в фокусе в плоскости (а) перпендикулярной и (б) параллельной плоскости поляризации входного излучения, полученных при численном моделировании (сплошная кривая) и экспериментально (точечная кривая)

Таблица 1.4 Сравнение результатов СБОМ измерений параметров фокусного пятна, формируемого ЗП с диаметром 14 мкм, размером крайней зоны 266 нм, глубиной рельефа 510 нм, рассчитанной для длины волны 532 нм, и освещаемой линейно-поляризованным вдоль оси y гауссовым пучком света.

λ , нм	532	633
FWHM _x , λ	0,44	0,40
FWHM _y , λ	0,52	0,60
DOF, λ	0,75	0,59
f , λ	0,80	0,36
DE, %	42	12

На рис. 1.6б показаны рассчитанные и измеренные двумерные распределения интенсивности в фокусе ($ж$, $з$, $и$), вблизи поверхности ($а$, $б$, $в$) и на расстоянии равном половине фокусного от поверхности ($г$, $д$, $е$).

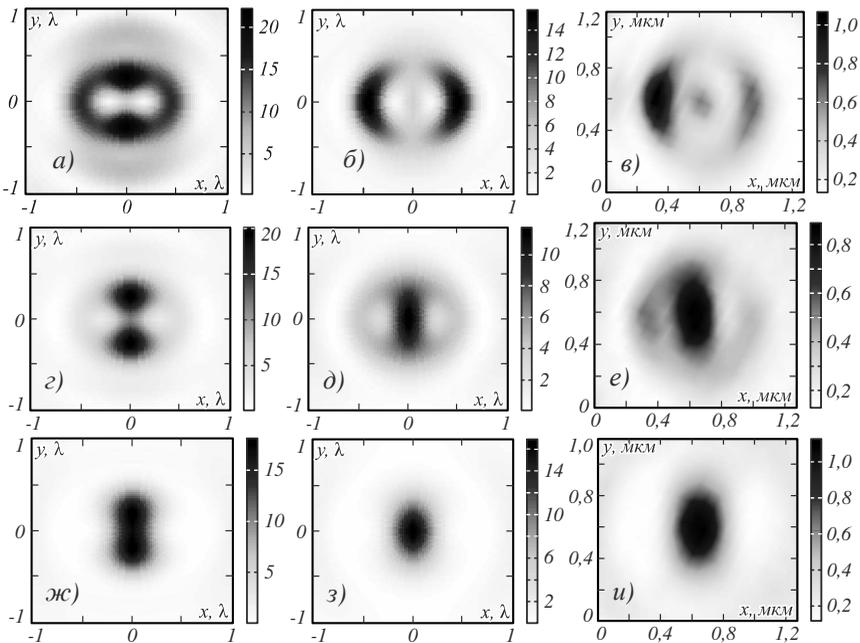


Рис. 1.6б. Распределения интенсивности в плоскости перпендикулярной оси ЗП, демонстрирующие формирование фокусного пятна: ($а$, $г$, $ж$) суммарная интенсивность $I_x+I_y+I_z$, полученная при моделировании, ($б$, $д$, $з$) поперечная составляющая интенсивности I_x+I_y , ($в$, $е$, $и$) интенсивность, наблюдаемая в эксперименте. Сечения сделаны на расстояниях ($а$, $б$, $в$) $0,04\lambda$ от поверхности, ($г$, $д$, $е$) $0,18\lambda$ от поверхности, и ($ж$, $з$, $и$) $0,36\lambda$ от поверхности (фокус).

Части (*в*, *е*, *и*) рисунка соответствуют измеренному распределению интенсивности со СБОМ, части (*а*, *з*, *жс*) – рассчитанному распределению полной интенсивности $I=I_x+I_y+I_z$, части (*б*, *д*, *з*) – рассчитанному распределению поперечной составляющей интенсивности $I=I_x+I_y$. Направление поляризации входного излучения совпадало с осью *у*. Из рис. 1.66(*а*, *б*, *в*) видно, что непосредственно за поверхностью распределение интенсивности имеет вид кольца. При этом у кольца полной интенсивности (рис. 1.66*а*) наблюдаются два максимума, расположенных вдоль оси *у*, совпадающей с направлением поляризации входного излучения, в то время как в эксперименте (рис. 1.66*в*) эти максимумы расположены на оси *х*, перпендикулярной направлению поляризации. Так же, как и у рассчитанной поперечной составляющей интенсивности (рис. 1.66*б*). Из рис. 1.66 видно, что третий столбец экспериментальных данных качественно совпадает со вторым столбцом рассчитанной поперечной интенсивности и существенно отличается от картин интенсивности первого столбца, на которых показана рассчитанная полная интенсивность.

Таким образом полый пирамидальный кантилевер, регистрируя преимущественно поперечную составляющую интенсивности электрического поля, работает противоположно зондам для СБОМ на основе суживающегося металлизированного волокна, которые регистрируют преимущественно продольную компоненту интенсивности [134].

В параграфе численно с помощью метода FDTD и экспериментально с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа «Интегра Спектра» исследовалась фокусировка света зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием 532 нм. Были получены следующие результаты [137, 138]: численно с помощью метода FDTD, реализованного в программе FullWave, было показано, что внесение пирамидального кантилевера из алюминия с нанодоверстием в область фокуса ЗП, освещаемой линейно поляризованной плоской волной с длиной волны 532 нм, приводит к уменьшению продольной компоненты интенсивности в 3 раза, практически не влияя на поперечную компоненту интенсивности; экспериментально исследована фокусировка линейно-поляризованного лазерного света с длиной волны 633 нм с помощью ЗП, рассчитанной и изготовленной для длины волны 532 нм; при этом получено, что фокусное расстояние равно $0,36\lambda$, меньший диаметр эллиптического фокусного пятна равен $(0,40 \pm 0,02)\lambda$, глубина фокуса – $0,59\lambda$ и дифракционная эффективность ЗП – 12%; с помощью сравнения двумерных картин фокусных пятен, полученных на разных расстояниях от ЗП численно с помощью метода BOR-FDTD и экспериментально с помощью СБОМ, показано, что распределения интенсивности, реги-

стрируемые СБОМ, соответствуют распределению поперечной составляющей интенсивности.

1.9 Фотонные струи, сформированные квадратными микроступеньками

Фокусировка света в субволновую область является актуальной задачей нанофотоники. Примером решения такой задачи является фокусировка света с помощью диэлектрической микросферы (микрошара). Наиболее ранняя работа по субволновой фокусировке света микросферами является работа [139]. В [139] микросферы из кварца диаметром 0,5 мкм, освещаемые эксимерным KrF лазером с длиной волны 248 нм, фокусировали свет на кремниевую подложку и выплавляли в ней холмики шириной 100 нм. В [140] был предложен сходный механизм формирования микрорельефа: микросфера диаметром 1 мкм захватывалась в оптическую ловушку бесселевым пучком с длиной волны 532 нм, перемещалась в нужную точку, затем освещаемая импульсным лазерным излучением с длиной волны 355 нм, прожигала в подложке ямку, и перемещалась далее в следующую точку. В работе [129] были проведены теоретические исследования фокусировки света микросферами. В частности, было показано, что микросфера с диаметром 1 мкм (показатель преломления $n = 1,59$), освещаемая плоской волной с длиной волны $\lambda=400$ нм, формирует фокусное пятно с диаметром в плоскости перпендикулярной направлению поляризации равным $\text{FWHM}=0,325\lambda$. В [129] фокусные области, формируемые микросферами, названы фотонными наноструями. Прямое экспериментальное наблюдение фотонной наноструи было осуществлено в работе [141], где латексные микросферы диаметром 1 мкм, 3 мкм и 5 мкм, освещённые плоской волной с длиной волны 520 нм, формировали фокусы с диаметрами 0,62 λ , 0,52 λ и 0,58 λ . Т.е. полученные экспериментально фотонные струи имели хоть и субволновый диаметр, но не демонстрировали преодоления дифракционного предела. Другая характеристика фотонной наноструи – её длина (глубина фокусировки), исследовалась в [142, 143]. В [142] численно показано, что увеличить длину фотонной наноструи можно используя градиентную микросферу, в которой показатель преломления меняется линейно от 1,43 до 1,59, при этом глубина фокусировки равна $\text{DOF}=11,8\lambda$. В [143] ставилась обратная задача – уменьшение длины фотонной наноструи. Для этого микросфера радиусом 2,5 λ освещалась гауссовым пучком, сфокусированным широкоапертурной линзой с числовой апертурой $\text{NA}\approx 1$. Длина фотонной наноструи составила в этом случае $\text{DOF}=0,88\lambda$. Отметим, что помимо микросфер известны работы по формированию фотонных наноструй другими диэлектрическими микрообъектами, например, микроцилиндрами [144] или дисками [145]. Заметим также, что применение сферы для фокусировки затруднительно, т.к. сфера

должна удерживаться (например, в [140] с помощью световой ловушки). Более технологичным представляется изготовление фокусирующего элемента на подложке. Если сделать на такой подложке с обратной стороны антиотражающее покрытие, то эффективность при фокусировке будет выше, чем у микросферы соответствующего диаметра.

В данном параграфе рассмотрена фокусировка линейно-поляризованного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 633\text{ нм}$ кварцевыми ступеньками (показатель преломления $n=1,46$) в форме параллелепипедов на подложке с квадратным сечением и высотой 500 нм. Экспериментально показано, что такие ступеньки со стороной квадрата 0,4 мкм, 0,5 мкм, 0,6 мкм и 0,8 мкм формируют вблизи своей поверхности фокусные области в форме фотонной наноструи, превышающие интенсивность падающего света почти в 6 раз и имеющие в сечении диаметры фокусов по полуспаду интенсивности $0,44\lambda$, $0,43\lambda$, $0,39\lambda$ и $0,47\lambda$, которые меньше дифракционного предела $0,51\lambda$. Для ступеньки со стороной квадрата $0,6\lambda$ диаметры эллиптического фокусного пятна по полуспаду интенсивности были равны в эксперименте $\text{FWHM}_{\min} = 0,39\lambda$ и $\text{FWHM}_{\max} = 0,45\lambda$, в моделировании – $\text{FWHM}_{\min} = 0,40\lambda$ и $\text{FWHM}_{\max} = 0,53\lambda$ (для поперечной составляющей интенсивности). Интенсивность в максимуме фотонной струи для ступеньки с шириной 0,6 мкм составила 6,43 от максимума интенсивности входного излучения.

Моделирование

Моделирование проводилось с помощью метода FDTD, реализованного в программе FullWave [136]. Размер сетки по пространству составлял 0,012 мкм, т.е. около $\lambda/53$. Моделирование проводилось для различных значений стороны квадратного сечения ступеньки из кварца (показатель преломления $n=1,46$) L от 0,4 мкм до 0,8 мкм с шагом 0,02 мкм. Для приближения к условиям эксперимента, ступенька была на подложке (рис. 1.67). Эти прямоугольные столбики (ступеньки) освещались линейно-поляризованной плоской волной с длиной волны $\lambda = 633\text{ нм}$. Высота у всех ступенек была одинакова и равна $H=500\text{ нм}$ (чтобы сравнить с экспериментом).

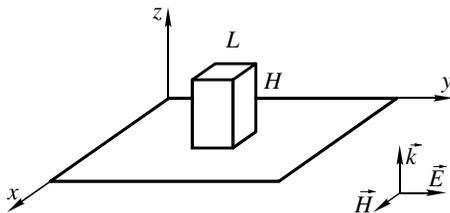


Рис. 1.67 Схематическое изображение исследуемой ступеньки

Результаты моделирования для ступенек с шириной 0,4 мкм, 0,6 мкм и 0,8 мкм приведены на рис. 1.68-1.70.

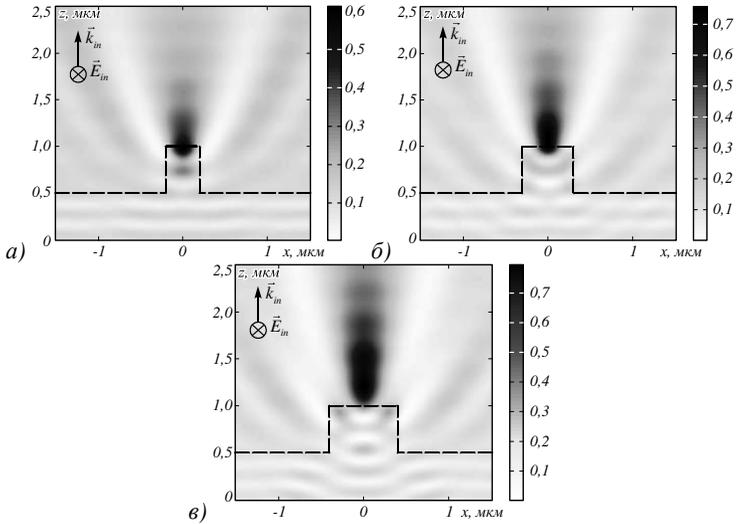


Рис. 1.68 Распределение интенсивности в плоскости xz для ступенек со стороной квадрата (а) 0,4 мкм, (б) 0,6 мкм и (в) 0,8 мкм. Пунктирной линией показаны границы элемента

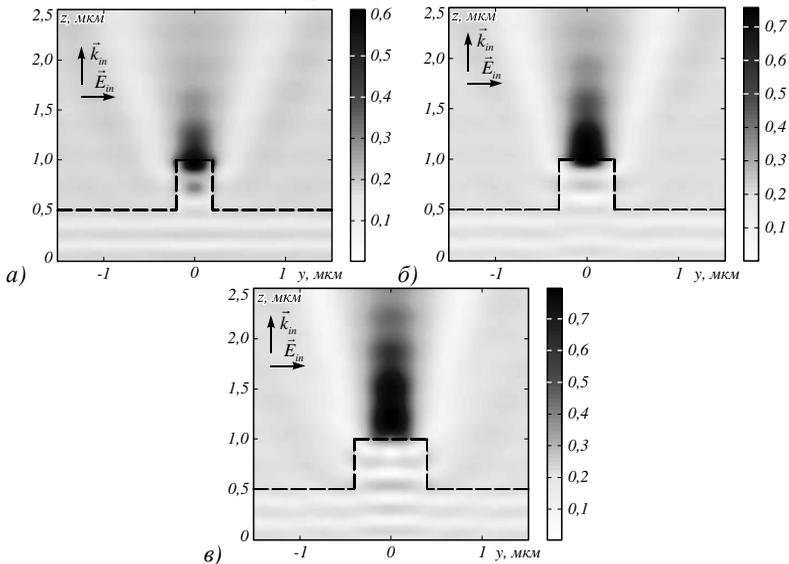


Рис. 1.69 Распределение интенсивности в плоскости yz для ступенек со стороной квадрата (а) 0,4 мкм, (б) 0,6 мкм и (в) 0,8 мкм. Пунктирной линией показаны границы элемента

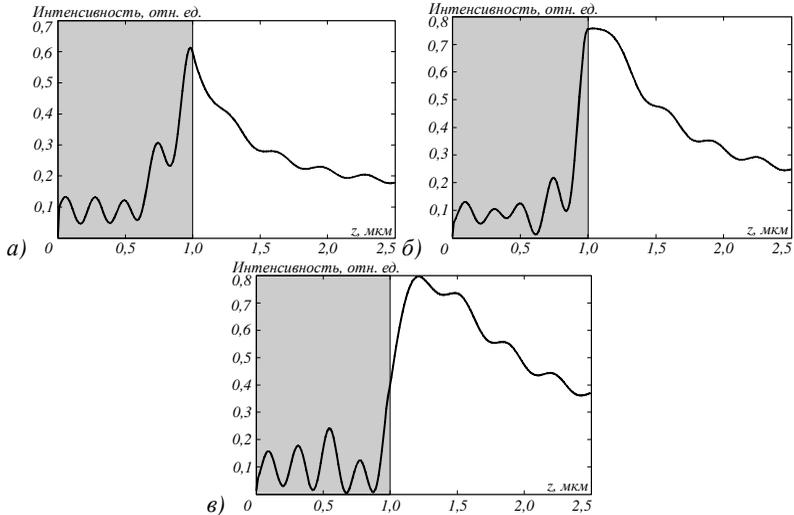


Рис. 1.70 Распределение интенсивности вдоль оси z для ширины ступеньки равной (а) 0,4 мкм, (б) 0,6 мкм и (в) 0,8 мкм. Черный вертикальный отрезок показывает верхнюю плоскость ступеньки

На рис. 1.68 показано, распределение интенсивности в плоскости xz , перпендикулярной поляризации входного излучения, а на рис. 1.69 – в плоскости yz , параллельной поляризации входного излучения. Распределение интенсивности вдоль оптической оси z приведено на рис. 1.70.

Из распределения интенсивности на рис. 1.68 и 1.69 видно, что непосредственно за поверхностью ступеньки формируется область повышенной интенсивности, которая совпадает по своей форме с фотонными наноструями, создаваемыми с помощью микросфер.

Из рис. 1.68-1.69 также видно, что формируемая фотонная струя эллиптическая – фокус вытянут вдоль направления поляризации входного излучения за счёт присутствия в данной плоскости продольной составляющей интенсивности [126]. Из распределения интенсивности вдоль оси z (рис. 1.70) видно, что при малых значениях ширины ступеньки (сторона квадрата меньше длина волны) максимум интенсивности формируется внутри ступеньки вблизи её границы. Когда ширина ступеньки (сторона квадрата) равна 0,68 мкм, максимум интенсивности смещается наружу, дальнейшее увеличение ширины ступеньки приводит к увеличению фокусного расстояния (расстояния вдоль оси z от границы ступеньки до максимума интенсивности). Диаметры фокусных пятен вблизи выходной поверхности ступенек (рис. 1.68) со стороны квадрата 0,4 мкм, 0,5 мкм, 0,6 мкм и 0,8 мкм равны по полуспаду интенсивности (FWHM) 0,44 λ , 0,42 λ , 0,40 λ , 0,45 λ . Из рис. 1.68 видно, что внутри ступеньки

имеются несколько локальных максимумов, которые похожи на основную моду ступенчатого планарного волновода. Например, для ТЕ-поляризации (вектор электрического поля E_y направлен перпендикулярно плоскости xz) основная мода описывается выражением [146]

$$E_y = \begin{cases} \cos(\alpha x) & , \quad |x| \leq L/2, \\ \cos(\alpha L/2) \exp[-\gamma(|x| - L/2)] & , \quad |x| \leq L/2. \end{cases} \quad (1.120)$$

В (1.120) L – ширина волновода, параметры α и γ связаны соотношением $n^2 k^2 - \alpha^2 = k^2 + \gamma^2$, где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, n – показатель преломления материала волновода. Параметр α можно найти из дисперсионного соотношения $\xi \operatorname{tg} \xi = \sqrt{k_0^2 - \xi^2}$, где $\xi = \alpha L/2$, $k_0 = \frac{kL}{2} \sqrt{n^2 - 1}$. Из дисперсионного соотношения можно получить приближённо, что $\alpha \approx \pi/L$. Тогда можно оценить ширину основной моды по полуспаду интенсивности из равенства: $\cos^2(\alpha x) = \cos^2(\pi x/L) = 1/2$. Получим, что $\text{FWHM} = L/2$. Для ступенек со стороной квадрата L , равной 0,4 мкм, 0,5 мкм, 0,6 мкм и 0,8 мкм получим размер моды по полуспаду интенсивности (FWHM): $0,32\lambda$, $0,40\lambda$, $0,47\lambda$, и $0,63\lambda$, $\lambda = 633$ нм. Видно, что наиболее близкое совпадение размера фокуса ($0,42\lambda$) и размера моды ($0,40\lambda$) имеет место для ступеньки с $L = 0,5$ мкм. Из рис. 1.68 также видно, что внутри ступеньки световое поле сходится и фокусируется вблизи выходной поверхности. На рис. 1.68б линии локальных максимумов внутри ступеньки вогнуты. Это можно объяснить тем, что излучение внутри ступеньки вблизи края распространяется с большей фазовой скоростью, чем излучение в центре ступеньки. А также это можно объяснить искривлением фронта нормально падающей на подложку плоской волны на краю ступеньки. Причём искривление такое, что излучение направляется внутрь ступеньки от края к центру, как это было показано в [147]. В частности, в [147] показано, что краевой луч смещается от края ступеньки к её центру по корневой параболе, согласно формуле

$$\Delta x = 0,92 \sqrt{\frac{\lambda z}{n}}, \quad (1.121)$$

где Δx – величина смещения локального максимума внутри ступеньки. Из (1.121) можно оценить длину стороны квадрата ступеньки, при которой оба максимума (с левого и правого краёв ступеньки) сходятся в центре, образуя фокус, при заданной высоте ступеньки H . Для этого положим в (1.121) $\Delta x = L/2$ и $z = H$, тогда получим:

$$L = 2 \cdot 0,92 \sqrt{\frac{\lambda H}{n}} \cong 0,86 \text{ мкм}. \quad (1.122)$$

На рис. 1.71 показана зависимость максимальной интенсивности фокуса вблизи поверхности ступеньки от ширины ступеньки L . Максимум наблюдается для ступеньки шириной $L=0,6\text{мкм}$. Именно для такой ступеньки максимум интенсивности (фокус) вдоль оси z (рис. 1.70) оказывается вне ступеньки.

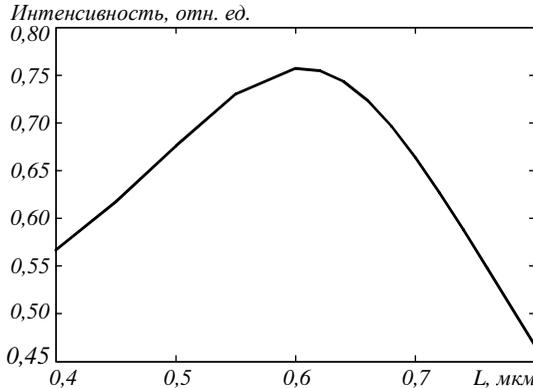


Рис. 1.71 Распределение максимума интенсивности вблизи поверхности ступеньки при изменении ширины ступеньки (стороны квадрата)

Эксперимент

Набор микропараллелепипидов с квадратным сечением разного размера с одинаковой высотой был изготовлен по технологии фотолитографии (эксимерный лазер ArF с длиной волны 193 нм) и плазменного травления подложек из плавленного кварца. На рис. 1.72 и 1.73 показаны изображения профиля изготовленных элементов, полученные на атомно-силовом микроскопе (АСМ) Solver Pro. Как видно из рис. 1.72б и 1.73б высота микрорельефа составляет примерно 500 нм.

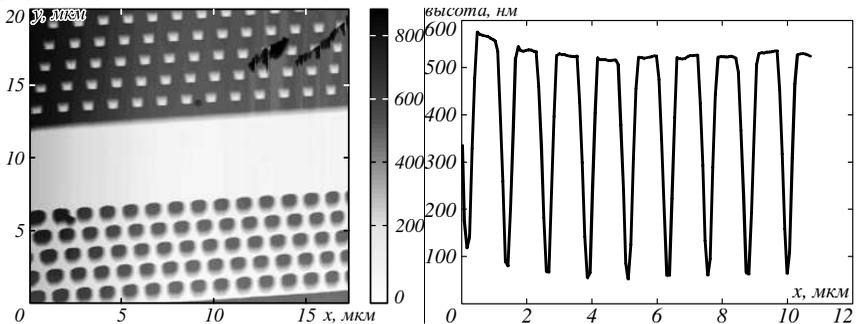


Рис. 1.72 (а) АСМ изображение исследуемых микроступенек со стороны квадрата 0,6мкм и (б) сечение нескольких из них

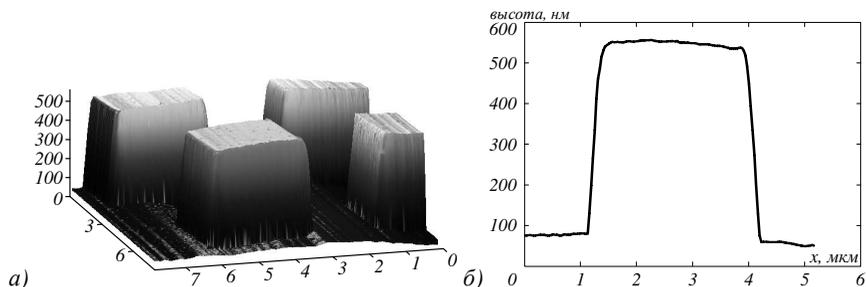


Рис. 1.73 (а) АСМ изображение ступенек со стороны квадрата 2,5мкм и б) профиль одной из них

Экспериментальное исследование осуществлялось методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии (СБОМ) на микроскопе Ntegra Spectra (NT-MDT). Исследуемые ступеньки освещались со стороны подложки линейно-поляризованным гауссовым пучком с длиной волны 633 нм, радиус перетяжки гауссова пучка составлял около 5 мкм.

Гауссовый пучок фокусировался только на одну ступеньку. Исследование проводилось для столбиков со стороной квадрата 0,4 мкм, 0,5 мкм, 0,6 мкм и 0,8 мкм. Были получены распределения интенсивности в фокусах вблизи выходной поверхности ступенек. Шаг между двумя отсчётами при измерении интенсивности составлял 0,015 мкм. Поэтому погрешность определения диаметра фокусных пятен по полуспаду интенсивности в эксперименте не превышает $0,01\lambda$. Пример распределения интенсивности, полученного со СБОМ, приведён на рис. 1.74.

К сожалению, оказалось, что в схеме микроскопа плоскость поляризации падающего лазерного излучения направлена под углом 45 градусов к декартовым осям x и y (рис. 1.74а), поэтому слегка эллиптическое фокусное пятно вблизи выходной поверхности ступеньки вытянуто вдоль направления поляризации. Сечения интенсивности фокусного пятна на рис. 1.74в,б взяты вдоль минимального и максимального диаметров фокусного пятна. Измеренные значения минимального и максимального диаметров фокусного пятна в начале фотонной струи на рис. 1.74 равны: $\text{FWHM}_{\min} = (0,39 \pm 0,01)\lambda$ и $\text{FWHM}_{\max} = (0,45 \pm 0,01)\lambda$. На рис. 1.75 показаны в виде квадратиков с вертикальными отрезками экспериментальные значения минимального (а) и максимального (б) диаметров фокусных пятен в сечении фотонной наноструи вблизи выходной поверхности ступенек с разной стороной квадрата.

Рис. 1.75а показывает значения диаметра по полуспаду интенсивности в плоскости, перпендикулярной поляризации входного излучения. Рис. 1.75б показывает измеренный диаметр фокусного пятна и рассчитанное

значение поперечной составляющей интенсивности (непрерывная линия) в плоскости, параллельной поляризации входного излучения.

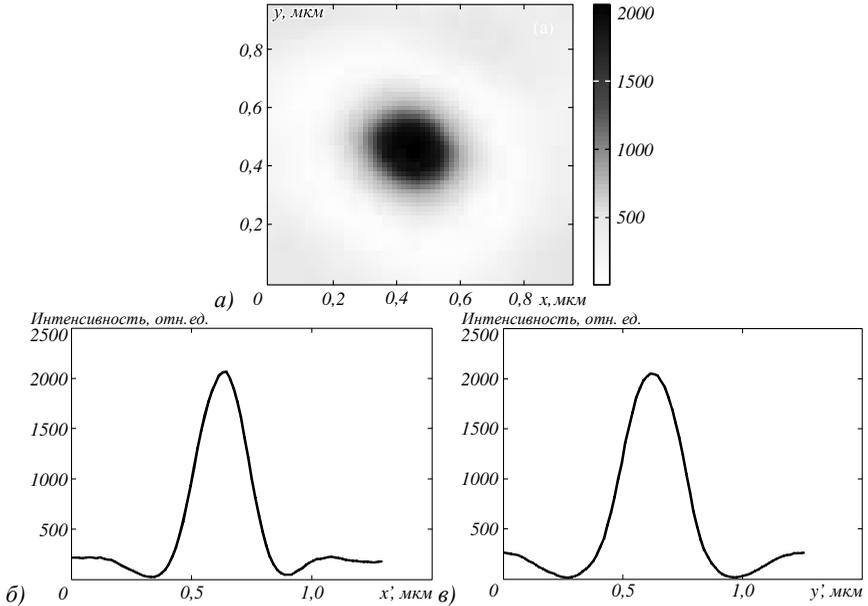


Рис. 1.74 Распределение интенсивности вблизи выходной поверхности ступеньки со стороной квадрата $0,6 \mu\text{m}$, полученное экспериментально при освещении линейно-поляризованным лазерным светом с длиной волны 633 нм : (а) полутоновая картина, (б) и (в) сечения вдоль минимального и максимального диаметра фокусного пятна

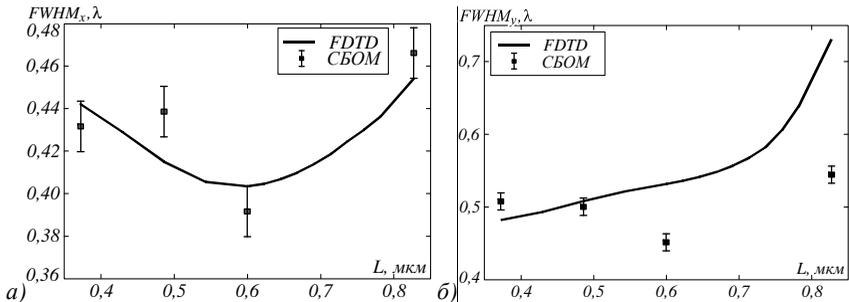


Рис. 1.75 Зависимость (а) наименьшего и (б) наибольшего диаметров пятна сечения фотонной наноструи по полуспаду интенсивности вблизи выходной поверхности ступеньки от величины стороны квадрата в сечении ступеньки. Непрерывная кривая – моделирование, квадратики с вертикальными отрезками – эксперимент

Кривые на рис. 1.75 соответствуют моделированию методом FDTD, квадратики – эксперименту с помощью СБОМ, а вертикальные отрезки показывают погрешность эксперимента.

Из рис. 1.75 видно, что наименьшее значение диаметра фотонной струи в плоскости перпендикулярной направлению поляризации входного излучения (т.е. где диаметр пятна минимален) наблюдается для ступеньки шириной 0,6мкм как в моделировании $FWHM_{\min} = 0,40\lambda$, так и в эксперименте $FWHM_{\min} = 0,39\lambda$. Расхождение на рис. 1.75 между экспериментальными точками и кривой моделирования не превосходит 24% и объясняется неточным позиционированием кантилевера микроскопа в непосредственной близости от поверхности ступеньки. Но даже при этом кривая моделирования (на рис. 1.75а) лежит внутри полосы значений, определяемой экспериментальными точками. На рис. 1.76 показаны примеры распределений интенсивности, полученные со СБОМ, когда сторона квадрата сечения ступеньки была равна 0,5 мкм. На этом же рисунке для сравнения приведены распределения интенсивности, полученные при моделировании. Как видно из рис. 1.76, экспериментальные значения диаметров согласуются не с суммарным, а с поперечным распределением интенсивности. На то, что пирамидальный металлический кантилевер для СБОМ регистрирует преимущественно поперечную компоненту интенсивности и не чувствителен к продольной компоненте, указывалось авторами ранее в [138].

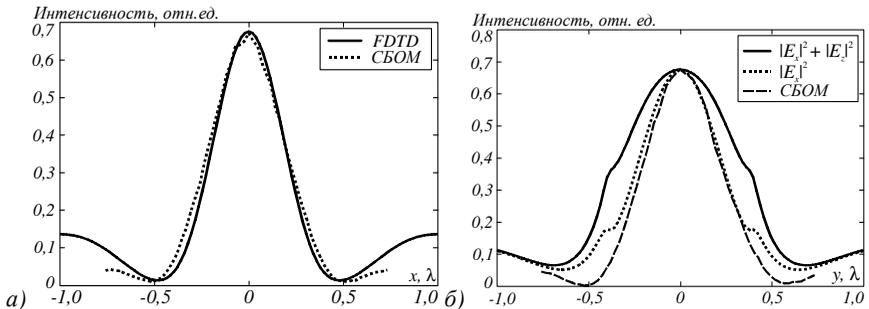


Рис. 1.76 Распределение интенсивности непосредственно за поверхностью ступеньки со стороны квадрата в сечении 0,5 мкм в плоскостях (а) перпендикулярной и (б) параллельной направлению поляризации входного излучения

Сравнение с фокусировкой микросферами

Чтобы проверить насколько отличаются по своим характеристикам фотонные наноструи, формируемые с помощью квадратных ступенек, от фотонных наноструй, формируемых сферами [139-142], было проведено моделирование фокусировки линейно-поляризованной плоской волны сферами с диаметрами, равными сторонам квадратов ступенек: 0,4мкм, 0,6мкм и 0,8мкм.

Параметры моделирования были аналогичны параметрам моделирования фокусировки с помощью ступенек. Результаты моделирования приведены на рис. 1.77-1.79 (эти рисунки аналогичны рис. 1.68 - 1.70 для ступенек).

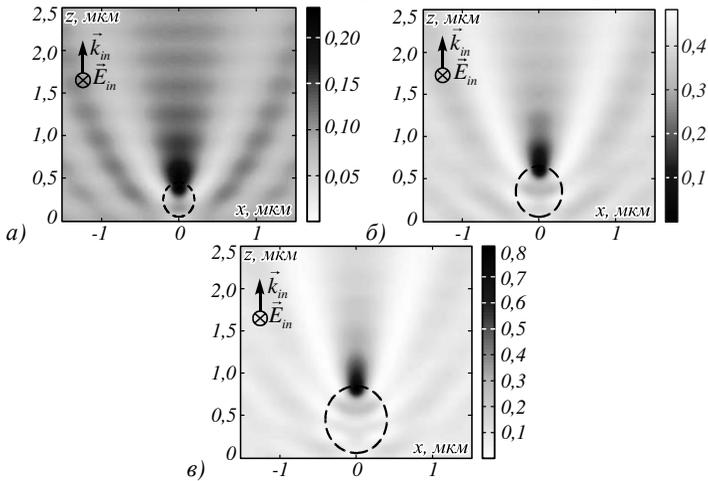


Рис. 1.77 Распределение интенсивности в плоскости перпендикулярной поляризации входного излучения (xz) для сферы с диаметром (а) 0,4 мкм, (б) 0,6мкм и (в) 0,8мкм. Пунктирной линией показаны границы сферы

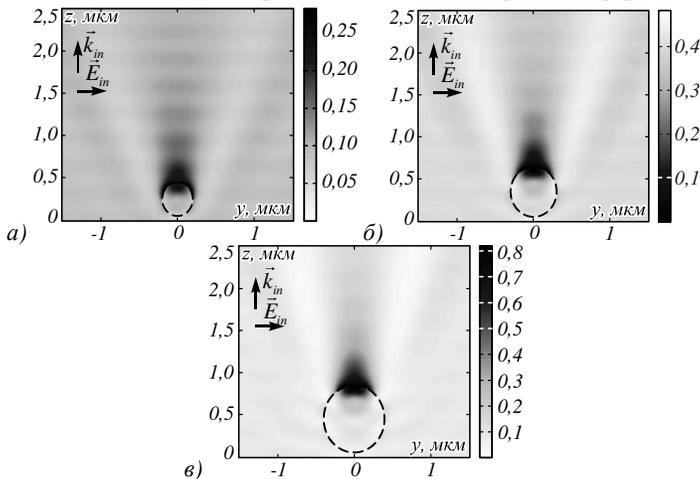


Рис. 1.78 Распределение интенсивности в плоскости в плоскости параллельной поляризации входного излучения (yz) для сферы с диаметром (а) 0,4 мкм, (б) 0,6мкм и (в) 0,8мкм. Пунктирной линией показаны границы сферы

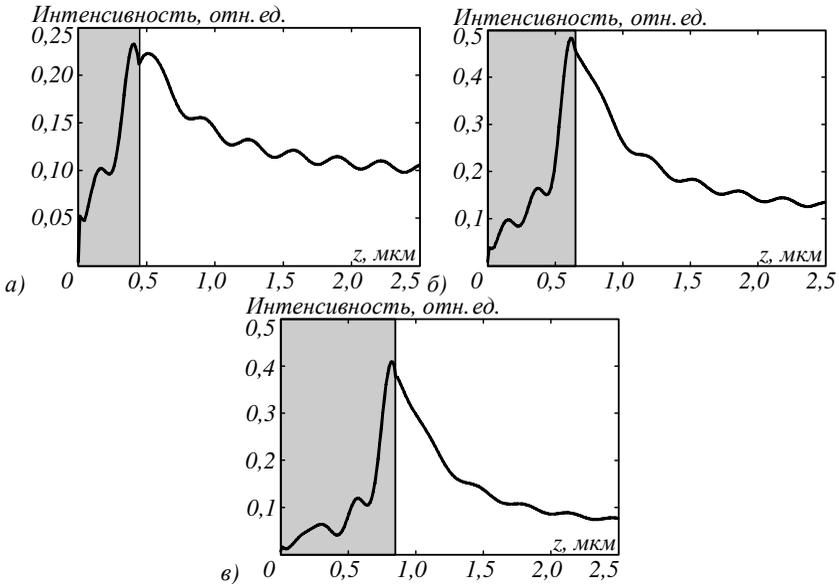


Рис. 1.79 Распределение интенсивности вдоль оси z для диаметра сферы равного (а) 0,4 мкм, (б) 0,6 мкм и (в) 0,8 мкм. Вертикальный отрезок показывает границу сферы

В Таблице 1.5 приведено сравнение параметров фотонных наноструй, формируемых микросферами и микроступеньками.

Таблица 1.5 – сравнение параметров фотонных наноструй, формируемых кварцевыми микросферами и ступеньками с квадратным основанием ($\lambda=633$ нм)

Параметр фотонной наноструи	Ступенька высотой 500 нм со стороны квадратного сечения L			Сфера с диаметром D		
	L=0,4мкм	L=0,6мкм	L=0,8мкм	D=0,4мкм	D=0,6мкм	D=0,8мкм
FWHM _x , λ	0,44	0,40	0,45	0,53	0,43	0,39
FWHM _y , λ	0,48	0,53	0,73	0,74	0,54	0,49
DOF, λ	0,69	1,13	2,08	1,97	0,93	0,59

В Таблице 1.5 глубина фотонной наноструи рассчитывалась как ширина по полуспаду от максимальной интенсивности вне элемента (т.е. если максимум интенсивности находился внутри элемента, то полуспад отсчитывался от значения интенсивности на поверхности). Кроме того, в качестве левой границы полуспада (рис. 1.80) бралась граница поверхности элемента. Значения диаметров фотонной наноструи вычислялись вблизи поверхности элемента (на расстоянии $0,02\lambda$ от поверхности, что соответствует величине одного шага сетки в FDTD методе). Из Таблицы 1.5 следует: 1) диаметры фокусных пятен в плоскости, перпендикулярной плос-

кости поляризации, имеют близкие значения как для сферы, так и для ступеньки; 2) хотя диапазон изменения этих диаметров фокусных пятен больше для сферы (от $0,39\lambda$ до $0,53\lambda$), чем для ступеньки (от $0,40\lambda$ до $0,45\lambda$); за исключением одного случая все диаметры меньше дифракционного предела ($0,51\lambda$); 3) фокусные пятна для сферы более эллиптичны, чем фокусные пятна для ступеньки: при $D=L=0,4\mu\text{м}$ для ступеньки фокусное пятно имеет форму круга с диаметром $\text{FWHM} = 0,44\lambda$, а для сферы фокусное пятно имеет форму эллипса с диаметрами $\text{FWHM}_{\min} = 0,53\lambda$ и $\text{FWHM}_{\max} = 0,74\lambda$; 4) глубина фокуса (длина фотонной струи) по полуспаду интенсивности с ростом диаметра сферы и стороны квадратного сечения ступеньки меняется по разному: растёт для ступеньки от $\text{DOF}=0,69\lambda$ до $\text{DOF}=2,08\lambda$ и, наоборот, падает для сферы от $\text{DOF}=1,97\lambda$ до $\text{DOF}=0,59\lambda$.

В данном параграфе численно с помощью метода FDTD и экспериментально с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа с пирамидальным металлическим кантилевером с наноотверстием была изучена острая фокусировка линейно-поляризованного лазерного излучения с длиной волны 633нм диэлектрическими кварцевыми ступеньками с квадратными сечениями разной величины и одной высотой 500нм , изготовленными на кварцевой подложке с показателем преломления $n=1,46$. Получены следующие результаты [148, 149]. Экспериментально показано, что микроступеньки с квадратным сечением на кварцевой подложке со стороной квадрата $0,4\text{мкм}$, $0,5\text{мкм}$, $0,6\text{мкм}$ и $0,8\text{мкм}$ и все высотой 500нм при освещении со стороны подложки линейно-поляризованным лазерным светом с длиной волны $\lambda = 633\text{нм}$ формируют вблизи своей поверхности области повышенной интенсивности (фотонные струи), превышающие интенсивность падающего света почти в 6 раз и имеющие в сечении диаметры по полуспаду интенсивности $0,44\lambda$, $0,43\lambda$, $0,39\lambda$ и $0,47\lambda$, которые меньше дифракционного предела $0,51\lambda$. Наименьшая экспериментально зафиксированная ширина фотонной струи наблюдалась для ступеньки со стороной квадрата $0,6\text{мкм}$ и составила $\text{FWHM}_{\min} = (0,39\pm 0,01)\lambda$ и $\text{FWHM}_{\max} = (0,45\pm 0,01)\lambda$. Отличие экспериментальных данных от расчёта для данной ступеньки не превышало 11%, а для всех измеренных ступенек не превышало 24%. Погрешность определения диаметра по полуспаду интенсивности и в моделировании, и в эксперименте не превышала $0,01\lambda$ (или 3%). Для ступеньки со стороной квадрата $0,6\text{мкм}$ интенсивность в максимуме фотонной струи составила 6,43 от максимума интенсивности входного излучения. Когда сторона квадрата ступеньки меньше $0,6\text{мкм}$, фокус находится внутри ступеньки, а когда сторона квадрата больше длины волны, фокус снаружи ступеньки. Из сравнительного моделирования фокусировки с помощью микросфер с диаметрами от

0,4 мкм до 0,8 мкм и микро-параллелепипедов высотой 500 нм со стороны квадрата в сечении от 0,4 мкм до 0,8 мкм получено, что 1) диаметры фокусных пятен в плоскости, перпендикулярной плоскости поляризации, имеют близкие значения как для сферы, так и для ступеньки; 2) хотя диапазон изменения этих диаметров фокусных пятен больше для сферы (от $0,39\lambda$ до $0,53\lambda$), чем для ступеньки (от $0,40\lambda$ до $0,44\lambda$); за исключением одного случая все диаметры меньше дифракционного предела ($0,51\lambda$); 3) фокусные пятна для сферы более эллиптически, чем фокусные пятна для ступеньки: при $D=L=0,4\mu\text{м}$ для ступеньки фокусное пятно имеет форму круга с диаметром $\text{FWHM} = 0,44\lambda$, а для сферы фокусное пятно имеет форму эллипса с диаметрами $\text{FWHM}_{\min} = 0,53\lambda$ и $\text{FWHM}_{\max} = 0,74\lambda$; 4) глубина фокуса (длина фотонной струи) по полуспаду интенсивности с ростом диаметра сферы и стороны квадратного сечения ступеньки меняется по разному: растет для ступеньки от $\text{DOF}=0,69\lambda$ до $\text{DOF}=2,08\lambda$ и, наоборот, падает для сферы от $\text{DOF}=1,97\lambda$ до $\text{DOF}=0,59\lambda$.

ГЛАВА 2. ФОКУСИРОВКА СВЕТА С ПОМОЩЬЮ ГРАДИЕНТНОЙ И ВОЛНОВОДНОЙ МИКРООПТИКИ

2.1 Градиентные элементы микрооптики для достижения сверхразрешения

Фокусировать когерентный лазерный свет в пятно меньше дифракционного предела или изображать точечный источник света со сверхразрешением стало возможно в последние годы с развитием микрооптики и нанофотоники. Преодолевать дифракционный предел, равный $0,5\lambda/n$, где λ – длина волны света в вакууме, n – показатель преломления вещества в месте фокуса, можно с помощью суперлинз [38]. Суперлинза – это 2D плоская пластина из метаматериала, который представляет собой чередующиеся субволновые слои металла и диэлектрика. Диэлектрические проницаемости таких слоев подбирают таким образом, чтобы эффективный показатель преломления композитного вещества был равен $n = -1$. Эксперименты по сверхразрешению с помощью такой линзы были осуществлены в [39, 40]. В эксперименте было достигнуто сверхразрешение равное $0,4\lambda$ [39]. Аналогичный эксперимент был проведен в [41] с помощью субволнового слоя серебра, который также работает как суперлинза. В этой работе были разрешены две линии, разделенные расстоянием 145 нм при освещении их ультрафиолетовым светом с длиной волны 365 нм. То есть в [41] было также достигнуто сверхразрешение, равное $0,4\lambda$. В [51] была реализована гиперлинза, которая изображает со сверхразрешением в дальней зоне. При этом были разрешены две линии шириной по 35 нм, разделенные расстоянием 150 нм, с помощью света с длиной волны 365 нм. То есть опять было достигнуто сверхразрешение равное $0,4\lambda$. Хотя при моделировании гиперлинзы в виде решетки в [150] было получено сверхразрешение равное $0,05\lambda$ на расстоянии $1,5\lambda$ от поверхности. По-видимому, при моделировании не учитывается поглощение и рассеяние света метаматериалом, которое имеет место в реальных экспериментах. Это косвенно подтверждают результаты работы [75]. В [75] исследовалась фокусировка лазерного света с помощью зонной пластинки из золотой пленки, толщиной 100 нм. Расчет показал, что диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности должен быть равен $0,35\lambda$, а в эксперименте было получено, что диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности равен λ . В [151-152] численно анализируются многослойные и анизотропные наноструктуры, которые позволяют получить субволновое разрешение. Так в [151] подобраны параметры 8-ми слойной 1D структуры на основе Ag/SiO_2 , которая имеет толщину 400 нм и изображает источник шириной $0,4\lambda$ в световое пятно такой же ширины. В [53] предложена анизотропная 2D нанострук-

тура, у которой составляющие тензора диэлектрической проницаемости имеют значения $\varepsilon_x = 0,01 - i0,01$ и $\varepsilon_z = -100$, а толщина структуры вдоль оси z равна 400 нм (длина волны $\lambda = 700$ нм). Моделирование показало, что такая структура разрешает две линии толщиной по 3 нм, разделенных расстоянием 23 нм. То есть было достигнуто сверхразрешение равное $0,03\lambda$. В [152] теми же авторами предложена другая 2D наноструктура, состоящая из двух разных анизотропных слоев, которая разрешает две узкие щели, разделенные расстоянием 50 нм, при освещении их светом с длиной волны 1550 нм. Еще одним кандидатом на достижение сверхразрешения являются фотонные кристаллы. В [55] с помощью моделирования показано, что 2D фотонно-кристаллический слой из диэлектрика с проницаемостью $\varepsilon = 12$ и треугольной решеткой круглых отверстий с радиусом $r = 0,4a$, a – период решетки отверстий, имеет эффективный показатель преломления $n = -1$ и является изображающей линзой для длины волны $\lambda = a/0,3$. При этом точечный источник изображается в виде пятна диаметром по полуспаду интенсивности, равным $0,3\lambda$, а два точечных источника разрешаются по критерию 20%, если расстояние между ними равно $0,5\lambda$. В недавно проведенных экспериментах по использованию 2D фотонно-кристаллического слоя в качестве суперлинзы было получено изображение точечного источника шириной $0,4\lambda$ [153]. Появились также работы, в которых предлагается усовершенствовать суперлинзу с помощью специальной наноразмерной оболочки [154] или с помощью градиентной границы для слоя вещества с отрицательной рефракцией [155]. В [156] экспериментально продемонстрировано, что слой анизотропного вещества способен усиливать и преобразовывать поверхностные неоднородные волны в распространяющиеся световые волны.

В данном параграфе численно показано, что хорошо известные в оптике градиентные линзы Микаэляна и «рыбий глаз» Максвелла также могут рассматриваться как кандидаты на получение изображений со сверхразрешением. Для 2D микролинзы Микаэляна показано, что точечный источник света изображается вблизи поверхности линзы в виде светового пятна с шириной по полуспаду интенсивности $\text{FWHM} = 0,12\lambda$. Это меньше, чем дифракционный предел для кремния ($n = 3,47$): $0,5\lambda/n = 0,144\lambda$ и меньше, чем сообщалось в работах [55, 75, 151, 153]. Также показано, что микролинза Микаэляна разрешает по полуспаду два близких точечных источника, разделенных расстоянием $0,3\lambda$, что меньше, чем сообщалось в работах [39, 41, 51, 55]. В [157, 158] получены аналитические соотношения для расчета мод в градиентном планарном волноводе. В [157] на основе аппроксимации непрерывной функции показателя преломления градиентного волновода кусочно-постоянной функцией, и на основе применения ме-

тода передаточных матриц записаны рекуррентные уравнения для поиска неопределенных постоянных локальных мод в каждом слое с постоянным показателем преломления. В [158] на основе модифицированных функций Эри и метода ВКБ получены уравнения на собственные значения для расчета параметров модовых функций градиентной среды. Общим ограничением в этих работах является предположение о наличие одной [157] или двух [158] точек возврата, которые имеет функция распределения показателя преломления планарного волновода. В данном параграфе получены более общие аналитические выражения для модовых решений в планарном волноводе без ограничений на число точек возврата в функции показателя преломления.

Решение уравнения Гельмгольца для 2D градиентного волновода

На рис. 2.1 показана схема задачи. Рассмотрим градиентную двумерную среду с показателем преломления $n = n(x)$, в которой распространяется электромагнитная волна с ТЕ- поляризацией, вектор напряженности электрического поля которой направлен вдоль оси y .

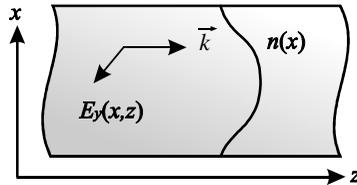


Рис. 2.1 Схема задачи распространения ТЕ-поляризованной волны в 2D градиентном волноводе

Амплитуда электрического вектора $E_y(x,z)$, удовлетворяет уравнению Гельмгольца [68]:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n^2(x) \right] E_y(x, z) = 0, \tag{2.1}$$

где k – волновое число. Разложим амплитуду электромагнитной волны по поперечным модам градиентной среды:

$$E_y(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n(x) \exp(i\beta_n z), \tag{2.2}$$

где $\beta_n = k_{zn}$ – постоянная распространения n -ой моды. Из представления (2.2) следует, что у светового поля имеется продольный период T , так что $\beta_n = 2\pi n/T$. Например, для градиентной среды с квадратичной зависимостью показателя преломления модами являются функции Эрмита-Гаусса,

составляющие счетный базис [159]. Подставляя (2.2) в (2.1), получим уравнение для амплитуды мод градиентной среды:

$$\frac{d^2 C_n(x)}{dx^2} + p_n(x) C_n(x) = 0, \quad (2.3)$$

где

$$p_n(x) = k^2 n^2(x) - \beta_n^2. \quad (2.4)$$

Заменой переменных

$$C_n(x) = C_n(0) \exp \left[\int_0^x f_n(\xi) d\xi \right] \quad (2.5)$$

уравнение (2.3) сводится к нелинейному дифференциальному уравнению Уиттекера [160] для функции $f_n(x)$:

$$\frac{df_n(x)}{dx} + f_n^2(x) + p_n(x) = 0. \quad (2.6)$$

Уравнение (2.6) может быть решено с помощью разложения в ряд Тейлора функций $f_n(x)$ и $p_n(x)$:

$$f_n(x) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m^{(n)} x^m, \quad (2.7)$$

$$p_n(x) = \sum_{m=0}^{\infty} p_m^{(n)} x^m, \quad (2.8)$$

где $C_m^{(n)}$ и $p_m^{(n)}$ неизвестные и известные коэффициенты разложения соответствующих функций. Подставляя (2.7) и (2.8) в (2.6) для неизвестных коэффициентов ряда (2.7) получим рекуррентные соотношения ($m > 0$):

$$C_m^{(n)} = -m^{-1} \left(p_{m-1}^{(n)} + \sum_{s=0}^{m-1} C_s^{(n)} C_{m-1-s}^{(n)} \right), \quad (2.9)$$

где n – положительное целое число, $C_0^{(n)}$ – неопределенные константы. Тогда для амплитуд мод градиентной волноводной среды можно записать явное выражение:

$$C_n(x) = C_n(0) \exp \left(\sum_{m=0}^{\infty} C_m^{(n)} \frac{x^{m+1}}{m+1} \right), \quad (2.10)$$

в котором $C_m^{(n)}$ находятся из рекуррентных соотношений (2.9). Коэффициенты $p_m^{(n)}$, входящие в (2.8) и (2.9), находятся по формулам:

$$p_m^{(n)} = \frac{k^2}{m!} \left. \frac{d^m n^2(x)}{dx^m} \right|_{x=0} \quad (2.11)$$

при $m > 0$ и при $m = 0$ из соотношений

$$p_0^{(n)} = k^2 n^2(0) - \beta_n^2. \quad (2.12)$$

Окончательное выражение для амплитуды светового поля ТЕ-поляризованной волны в градиентной 2D среде имеет вид:

$$E_y(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n(0) \exp \left[i\beta_n z + \sum_{m=0}^{\infty} C_m^{(n)} \frac{x^{m+1}}{m+1} \right]. \quad (2.13)$$

В (2.13) для каждой моды имеются две неопределенные константы $C_n(0)$ и $C_0^{(n)}$. Моды (2.10) не являются ортогональными и нормированными, поэтому для разложения поля (2.13) по этим модам (то есть нахождение коэффициентов $C_n(0)$) потребуется усечение обоих рядов в (2.13) до конечных сумм и решение системы линейных алгебраических уравнений. Постоянные $C_0^{(n)}$ для каждой моды нужно выбирать специальным образом. Для примера рассмотрим два частных случая.

1) Пусть $n(x) = n_0$ и моды распространяются в однородном пространстве. Из (2.11) и (2.12) получим, что $p_0^{(n)} = k^2 n^2(0) - \beta_n^2$ при $m = 0$ и $p_m^{(n)} = 0$ при $m > 0$. Из (2.9) следует, что

$$C_1^{(n)} = -\left(p_0^{(n)} + (C_0^{(n)})^2 \right). \quad (2.14)$$

Пользуясь произволом в выборе $C_0^{(n)}$, положим:

$$C_0^{(n)} = i\sqrt{p_0^{(n)}} = i\sqrt{k^2 n_0^2 - \beta_n^2}. \quad (2.15)$$

Тогда из (2.14) следует, что $C_1^{(n)} = 0$, а из (2.9) следует, что и все остальные коэффициенты равны нулю: $C_m^{(n)} = 0$ при $m > 0$. Итак, для однородного пространства $n(x) = n_0$ вместо (2.13) получим:

$$E_y(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n(0) \exp \left[i\beta_n z + ix\sqrt{k^2 n_0^2 - \beta_n^2} \right]. \quad (2.16)$$

Решение (2.16) представляет собой хорошо известное решение уравнения Гельмгольца (2.1) в виде суперпозиции плоских волн.

2) Рассмотрим другой частный случай: $n^2(x) = n_0^2 - \alpha^2 x^2$ – квадратичная среда. В этом случае $p_n(x) = p_0^{(n)} + p_1^{(n)}x + p_2^{(n)}x^2$, где $p_0^{(n)} = k^2 n_0^2 - \beta_n^2$,

$p_1^{(n)} = 0$, $p_2^{(n)} = -k^2 \alpha^2$ и $p_m^{(n)} = 0$ при $m > 2$. Пусть $C_0^{(n)} = 0$, тогда $C_2^{(n)} = -(C_0^{(n)} C_1^{(n)}) = 0$, а $C_1^{(n)} = -p_0^{(n)} = \beta_n^2 - k^2 n_0^2$. Чтобы все остальные коэффициенты были равны нулю $C_m^{(n)} = 0$ при $m > 2$, достаточно положить равным нулю третий коэффициент: $C_3^{(n)} = -p_2^{(n)} / 3 - (C_1^{(n)})^2 / 3 = 0$. Тогда на параметр среды α получим условие: $k^2 \alpha^2 = (k^2 n_0^2 - \beta_n^2)^2$. Положим $\beta_n = kn_0 / \sqrt{2}$, тогда получим, что $\alpha = kn_0^2 / 2$. Итак, получается, что модой квадратичного волновода с показателем преломления $n^2(x) = n_0^2 (1 - k^2 n_0^2 x^2 / 4)$ является гауссовая экспонента:

$$E_y(x, z) = C(0) \exp\left(\frac{ikn_0 z}{\sqrt{2}} - \frac{k^2 n_0^2 x^2}{4}\right). \quad (2.17)$$

В заключении этого параграфа отметим, что так как производная в нуле модовой функции (2.10) пропорциональна нулевому коэффициенту в ряде (2.7):

$$\frac{dC_n(x)}{dx} \Big|_{x=0} = C_n(0) C_0^{(n)}, \quad (2.18)$$

то выбором $C_0^{(n)} = 0$ (как это было сделано в последнем примере) обеспечивается наличие экстремума у моды на оптической оси.

Общее решение для секанс-градиентного волновода

Для градиентного волновода с секансной зависимостью показателя преломления от поперечной координаты

$$n(x) = n_0 \operatorname{ch}^{-1}\left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}}\right) \quad (2.19)$$

известно частное решение уравнения (2.1) следующего вида [161]:

$$E_{1y}(x, z) = \exp\left(\frac{ikn_0 z}{\sqrt{2}}\right) \operatorname{ch}^{-1}\left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}}\right). \quad (2.20)$$

Уравнение Гельмгольца (2.1) в этом случае имеет вид:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n_0^2 \operatorname{ch}^{-2}\left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}}\right) \right] E_y(x, z) = 0. \quad (2.21)$$

Будем искать общее решение (2.21) в виде

$$E_{1y}(x, z) = A(x) \exp(i\gamma z). \quad (2.22)$$

Подставляя (2.22) в (2.21), получим уравнение

$$\frac{d^2 A(x)}{dx^2} + g(x)A(x) = 0, \quad (2.23)$$

где

$$g(x) = k^2 n_0^2 \operatorname{ch}^{-2} \left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}} \right) - \gamma^2. \quad (2.24)$$

Известно [160], что уравнение вида (2.23) имеет общее решение

$$A(x) = A_1(x) \left[C_1 + C_2 \int_0^x A_1^{-2}(\xi) d\xi \right], \quad (2.25)$$

где $A_1(x)$ – частное решение (2.23), C_1, C_2 – неопределенные константы. В нашем случае в качестве частного решения может быть выбрано решение (2.20), то есть

$$A_1(x) = \operatorname{ch}^{-1} \left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}} \right), \quad \gamma = \frac{kn_0}{\sqrt{2}}. \quad (2.26)$$

Тогда общее решение для моды секонс-градиентного волновода будет иметь вид:

$$E_{1y}(x, z) = \exp \left(\frac{ikn_0 z}{\sqrt{2}} \right) \operatorname{ch}^{-1} \left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}} \right) \left\{ C_1 + \frac{C_2}{kn_0 \sqrt{2}} \left[\frac{1}{2} \operatorname{sh}(kn_0 x \sqrt{2}) + \frac{kn_0 x}{\sqrt{2}} \right] \right\}, \quad (2.27)$$

где

$$C_1 = |E_{1y}(x=0, z)|, \quad C_2 = \left| \frac{dE_{1y}(x=0, z)}{dx} \right|. \quad (2.28)$$

Из (2.20) можно получить выражение для ширины моды по полуспаду интенсивности в секанс-градиентном волноводе:

$$FWHM = \frac{\ln(3 + 2\sqrt{2})}{\pi n_0 \sqrt{2}} \approx \frac{0,4\lambda}{n_0}, \quad (2.29)$$

где λ – длина волны света в вакууме, n_0 – как и прежде, показатель преломления на оси волновода.

Частное решение для квадратичного волновода

В предыдущих параграфах показано, что для квадратичной среды с определенными параметрами модой является гауссовая экспонента (2.17). В этом параграфе покажем, что это остается верным и для квадратичной среды с произвольными параметрами:

$$n^2(x) = n_0^2(1 - w^2x^2), \quad (2.30)$$

где w – произвольная постоянная. Тогда уравнением (2.1) будет иметь вид:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n_0^2(1 - w^2x^2) \right] E_y(x, z) = 0, \quad (2.31)$$

а его решение будем искать в виде:

$$E_{2y}(x, z) = E_0 \exp(ipz - q^2x^2). \quad (2.32)$$

Подставляя (2.32) в (2.31), получим уравнение:

$$(-2q^2 - p^2 + k^2 n_0^2 + 4q^4 x^2 - w^2 k^2 n_0^2 x^2) E_0 \exp(ipz - q^2x^2) = 0. \quad (2.33)$$

Из (2.33) определим неизвестные параметры:

$$q^2 = \frac{wkn_0}{2}, \quad p = kn_0 \sqrt{1 - \frac{w}{kn_0}}.$$

Таким образом, частное модовое решение уравнения (2.31) имеет вид:

$$E_{2y}(x, z) = E_0 \exp\left(ikn_0 z \sqrt{1 - \frac{w}{kn_0}} - \frac{wkn_0}{2} x^2\right). \quad (2.34)$$

Заметим, что при $w = kn_0/2$ решение (2.34) совпадает с решением (2.17). При $w = kn_0/2$ из (2.34) следует, что ширина (диаметр) гауссовой моды по полуспаду интенсивности равна:

$$FWHM = \frac{\sqrt{\ln 4} \lambda}{\pi n_0} \approx \frac{0,38 \lambda}{n_0}. \quad (2.35)$$

Сравнивая (2.35) с (2.29), видим, что ширина обеих мод (секансной и гауссовой) почти одинаковые. Эффективная ширина квадратичного волновода находится из условия $n(x_0) = 1$ и равна

$$2x_0 = \frac{2\sqrt{n_0^2 - 1}}{\pi n_0} \lambda. \quad (2.36)$$

При $n_0 = 1,5$ из (2.36) получим: $2x_0 \approx 0,48\lambda$. То есть эффективная ширина стеклянного планарного волновода с квадратичной зависимостью показателя преломления, в котором может распространяться только гауссовая мода (2.34), почти равна половине длины волны света в вакууме. Заметим, что такие «полуволновые» волноводы в настоящее время активно используются в приложениях [162, 163].

Моделирование прохождения света через градиентные элементы микрооптики: сверхразрешение

Несколько лет назад были проведены эксперименты по сверхразрешению в оптическом диапазоне с помощью суперлинз [40, 51]. В [40] в качестве суперлинзы использовался тонкий слой серебра толщиной 50 нм. Эксперимент состоял в получении изображения со сверхразрешением в слое резиста амплитудной решетки с периодом 145 нм вблизи тонкой пленки серебра. После освещения ультрафиолетовым светом с длиной волны 365 нм трехслойной структуры (амплитудная решетка + пленка серебра + резист) и после проявления, в слое резиста «записывалась» и была восстановлена с помощью преобразования Фурье решетка с периодом 170 нм. В [51] была реализована гиперлинза, представляющая собой полуцилиндр с кольцевым вырезом на подложке из кварца, состоящий из чередующихся слоев серебра (толщиной 35 нм) и диэлектрика Al_2O_3 (толщиной 35 нм). Такая многослойная структура имеет анизотропную диэлектрическую проницаемость. Объектом разрешения служили две амплитудные линии, полученные литографическим способом и имеющие ширину 35 нм, и разделенные расстоянием 150 нм. Этот объект освещался ультрафиолетовым светом с ТЕ-поляризацией и длиной волны 365 нм. С помощью обычной линзы было получено увеличенное изображение этих двух линий, разделенных уже расстоянием 350 нм. Таким образом, в описанных экспериментах [40, 51] было достигнуто сверхразрешение равное 0,4 λ . Теоретически (без учета поглощения материала) с помощью суперлинзы может быть достигнуто любое разрешение. Так в [53] с помощью моделирования показано, что гиперболическую линзу, формирующую в ближнем поле увеличенное субволновое изображение, можно реализовать и в виде плоскопараллельного слоя. Было показано, что слой анизотропного вещества с диэлектрическими проницаемостями $\epsilon_x = 0,01 - i0,01$ и $\epsilon_z = -100$ толщиной 400 нм разрешает две щели шириной по 3 нм (вытянутые вдоль оси y) в металлическом экране с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = 1 - i10^4$, разделенных расстоянием 23 нм, если осветить их светом с ТМ-поляризацией и длиной волны 700 нм. Величину сверхразрешения можно оценить как 0,05 λ . В следующих параграфах будет численно показано (хорошо известным методом FDTD), что с помощью градиентной 2D микрооптики также можно достичь сверхразрешения. Моделирование проводилось с помощью программы FullWAVE фирмы RSoft (США).

Сверхразрешение с помощью микролинзы Микаэляна

Из-за дифракции света в однородном пространстве два близких точечных источника света перестают разрешаться на расстоянии много меньшем длины волны. Так на рис. 2.2а показаны исходные (в плоскости

$z = 5$ нм) пять гауссовых когерентных источников света шириной $\lambda/200$ каждый, которые разделены расстоянием $\lambda/50$. На рис. 2.2б показана интенсивность света от этих источников на расстоянии $z = 30$ нм для длины волны $\lambda = 1550$ нм. Из рис. 2.2 видно, что близкие точечные источники перестают разрешаться на расстоянии, примерно равном промежутку между ними ($z = \lambda/50$).

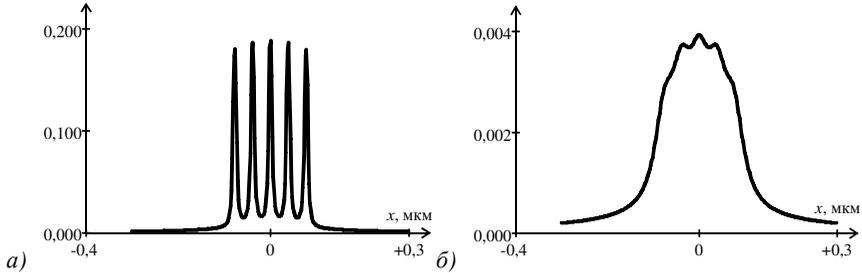


Рис. 2.2 Интенсивность светового поля вблизи пяти гауссовых источников света шириной $\lambda/200$, разделенных расстоянием $\lambda/50$ на разных расстояниях: $z = 5$ нм (а), $z = 30$ нм (б), $\lambda = 1550$ нм (по оси ординат отложены произвольные единицы)

На рис. 2.3 показан результат моделирования формирования изображения двух точечных источников света (ширина каждого из них по 35 нм), разделенных расстоянием 150 нм, с помощью линзы Микаэляна [34, 164].

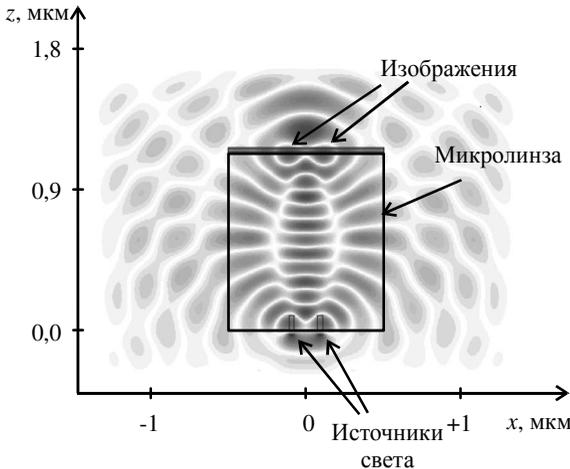


Рис. 2.3 Схема расположения 2D градиентной микролинзы Микаэляна в окне программы FullWAVE для моделирования изображения двух близких точечных источников света. Показана мгновенная амплитуда $E_z(x,z)$ в момент времени, когда свет прошел расстояние в 18,2398 мкм

Показатель преломления такой секанс-градиентной 2D микролинзы имеет вид:

$$n(x) = n_0 \operatorname{ch}^{-1}\left(\frac{\pi x}{2L}\right), \quad (2.37)$$

где $2L$ – длина линзы. Ширина линзы $2R$ находится из условия, что $n(R) = 1$. Для линзы на рис. 2.3 показатель преломления на оси $n_0 = 2,1$, ширина линзы $2R = 1$ мкм, длина линзы $2L = 1,144$ мкм, длина волны $\lambda = 365$ нм. Выбранные параметры совпадают с параметрами эксперимента в работе [51].

На рис. 2.3 показана мгновенная картина амплитуды электрической составляющей электромагнитной волны с ТЕ-поляризацией (свет распространяется на рис. 2.3 снизу вверх). Видно, что на противоположной по отношению к источникам света стороне линзы формируется их изображение. На рис. 2.4а показано распределение усредненной по времени интенсивности электрического поля $I(x, z = z_0) = |E_y(x, z = z_0)|^2$ непосредственно на «задней» стороне линзы, то есть на расстоянии $z_0 = 2L$ от «передней» стороны линзы. Два источника света находились перед «передней» стороной линзы на расстоянии 20 нм.

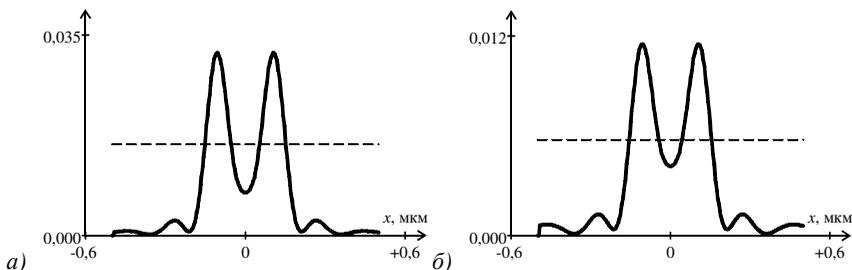


Рис. 2.4 Распределения усредненной интенсивности электрической составляющей ТЕ-поляризованной световой волны, рассчитанные на расстоянии $z = 0$ (а) и $z = 10$ нм (б) от «задней» поверхности линзы Микаэляна (рис. 2.3), на входе у которой расположены два близких точечных источника света (горизонтальная линия делит интенсивность по полуспаду, по оси ординат отложены произвольные единицы)

Из рис. 2.4а видно, что два точечных источника, разделенных расстоянием 150 нм (между центрами источников 180 нм), уверенно разрешаются. Если плоскость регистрации интенсивности удалить от «задней» плоскости линзы на расстояние $z = 10$ нм (рис. 2.4б), то источники продолжают разрешаться, хотя величина «провала» в распределении интенсивности слегка уменьшается. Величина разрешения, достигнутая на рис. 2.4, равна

0,41 λ . Из рис. 2.4а можно также определить, что ширина изображения линзой Микаэляна точечного источника по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM} = 100 \text{ нм} = 0,27\lambda$.

Полученное значение величины разрешения 0,41 λ почти равно разрешению, полученному в [39, 40, 51] (0,4 λ). Заметим, что полученная ширина изображения 0,27 λ точечного источника согласуется с минимальной шириной моды, способной распространяться в секанс-градиентном волноводе 0,4 $\lambda/n_0 = 0,27\lambda$ при $n_0 = 1,5$ (см. ур. (2.29)). С целью увеличения разрешения линзы Микаэляна, как следует из ур. (2.29) и (2.35), был увеличен показатель преломления на оси $n_0 = 3,47$ (кремний, Si). Другие параметры моделирования тоже изменились (рис. 2.5а): длина волны $\lambda = 1 \text{ мкм}$, ширина линзы $2R = 6 \text{ мкм}$, длина линзы $2L = 4,92 \text{ мкм}$.

Шаг моделирования по пространственным осям во всех примерах равен $\lambda/100$. Ширина гауссова точечного источника света в начальной плоскости равна $\lambda/20$. На рис. 2.5а показана мгновенная картина амплитуды электрического вектора световой волны в линзе Микаэляна, рассчитанной в момент времени, когда световая волна от источника прошла 200 мкм.

На рис. 2.5б показано распределение усредненной интенсивности света ТЕ-поляризованной волны на выходе из линзы (рис. 2.5а), на «задней» плоскости линзы Микаэляна. Расчет показал, что для интенсивности, показанной на рис. 2.5б, ширина центрального максимума по полуспаду в изображении точечного источника равна $\text{FWHM} = 0,12\lambda$. Однако интенсивность (или плотность мощности света) не является той величиной, которая показывает какая часть мощности излучения источника распространяется в пространстве вдоль оси z . Поэтому на рис. 2.6 как раз показана такая величина: проекция на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга, рассчитанного на выходе из линзы Микаэляна (рис. 2.5а), на входе которой был расположен точечный источник света.

Ширина центрального максимума потока мощности вдоль оси z на рис. 2.6 такая же, как и на рис. 2.5б и равна $\text{FWHM} = 0,12\lambda$. Величина дифракционного предела, который можно достичь при фокусировке света в однородной среде, известна и равна $0,5\lambda/n$, где n – показатель преломления однородной среды. Для нашего случая $n_0 = 3,47$, поэтому дифракционный предел равен $\text{FWHM} = 0,144\lambda$. Таким образом, из рис. 2.5б и рис. 2.6 следует, что с помощью микролинзы Микаэляна (рис. 2.5а) можно преодолеть дифракционный предел не только в свободном пространстве, но и в среде. Причина этого, на наш взгляд, заключается в том, что при фокусировке света на границе раздела двух сред в формировании фокуса дают вклад и поверхностные неоднородные волны, которые могут формировать интерференционные и дифракционные картины с периодом много меньшим длины волны [53, 152].

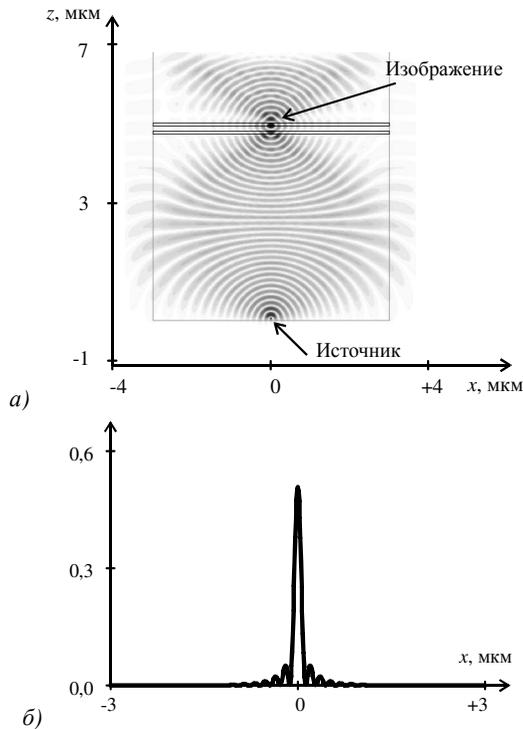


Рис. 2.5 Мгновенная картина амплитуды электрического поля ТЕ-поляризованной световой волны в линзе Микаэляна с точечным источником на передней плоскости линзы (а) и усредненное распределение интенсивности в задней плоскости линзы (б) (по оси ординат отложены произвольные единицы)

То, что поверхностные волны присутствуют при формировании изображения точечного источника, видно из рис. 2.6. Проекция вектора Умова-Пойнтинга на ось z в некоторой области на оси x отрицательна, то есть вблизи выходной поверхности линзы Микаэляна свет не только выходит из линзы, но и заходит в нее, то есть вдоль поверхности микролинзы распространяется поверхностная волна. При распространении света в свободном пространстве при удалении от поверхности линзы ширина изображения точечного источника быстро увеличивается, и на расстоянии от поверхности, примерно равным длине волны, ширина изображения достигает дифракционного предела $0,5\lambda$. Заметим, что смена знаков проекции вектора Умова-Пойнтинга, аналогичная рис. 2.6, ранее наблюдалась в работе [151] и была названа оптическим вихрем, и интерпретирована как интерференция распространяющейся волны и усиленной поверхностной волны.

Однако, в [151] рассматривалась 1D многослойная структура (1D фотонный кристалл).

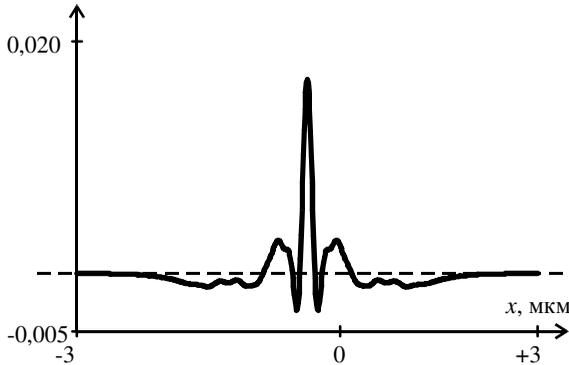


Рис. 2.6 Распределение вдоль оси x величины проекции на ось z вектора Умова-Пойнтинга (в относительных единицах), рассчитанного на выходе линзы Микаэляна (рис. 2.5а) с входным точечным источником

На рис. 2.7а показана мгновенная картина амплитуды электрического вектора световой волны в линзе Микаэляна (параметры такие же, как для рис. 2.5а), когда перед ее входной (нижней на рис. 2.7а) поверхностью на расстоянии 10 нм находятся два точечных источника (шириной по 50 нм), разделенных расстоянием 300 нм. На рис. 2.7б показано усредненное распределение проекции на оптическую ось вектора Умова-Пойнтинга, рассчитанное на расстоянии 10 нм до выходной поверхности микролинзы. Из рис. 2.7б видно, что два источника разрешаются, при этом величина сверхразрешения равна $0,3\lambda$, что меньше, чем в работах [39, 41, 51, 55].

Сверхразрешение с помощью микролинзы «рыбий глаз»

Наряду с рассмотренной в предыдущем параграфе микролинзой Микаэляна можно использовать и другие градиентные изображающие оптические элементы, зависимость показателя преломления от координат которых получена в явном аналитическом виде.

Одним из таких оптических элементов является «рыбий глаз» Максвелла [68, 165, 166], функция показателя преломления которого в двумерном случае в полярных координатах имеет вид:

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^{-1}, \tag{2.38}$$

где n_0 – показатель преломления в центре круга, R – радиус элемента. Из (2.38) видно, что при $r = R$ показатель преломления уменьшается в 2 раза.

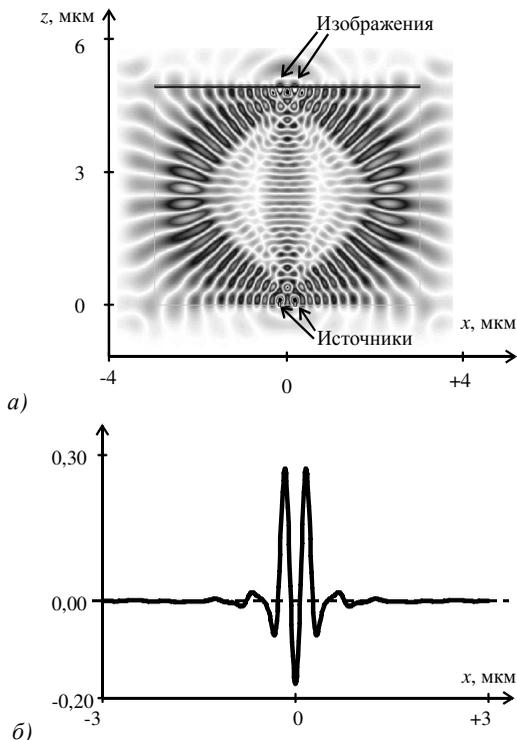


Рис. 2.7 Мгновенная картина амплитуды электрического вектора световой волны с ТЕ-поляризацией в линзе Микаэляна (рис. 5а), когда перед ее входной (нижняя горизонтальная линия на рисунке) поверхностью на расстоянии 10 нм находятся два точечных источника (шириной по 50 нм), разделенных расстоянием 300 нм (а); усредненное по времени распределение проекции вектора Умова-Пойнтинга на оптическую ось, рассчитанное на расстоянии 10 нм от задней (верхняя горизонтальная линия на рисунке) плоскости линзы (по оси ординат отложены произвольные единицы) (б)

Недостатком этого элемента является ограниченный перепад показателя преломления в центре и на краю оптического элемента: он не может изменяться больше, чем в 2 раза. В линзе Микаэляна перепад показателя преломления определяется только материалом. Например, для кремния показатель меняется от 3,47 до 1. Однако «рыбий глаз» обладает круговой симметрией, и поэтому любой точечный источник, расположенный на его поверхности, изображается «идеально» в диаметрально противоположенной точке на его поверхности. На рис. 2.8а показано мгновенное распределение амплитуды электрического поля ТЕ-поляризованной световой волны

внутри 2D микролинзы «рыбий глаз», на поверхности которой находятся два точечных близких источника света.

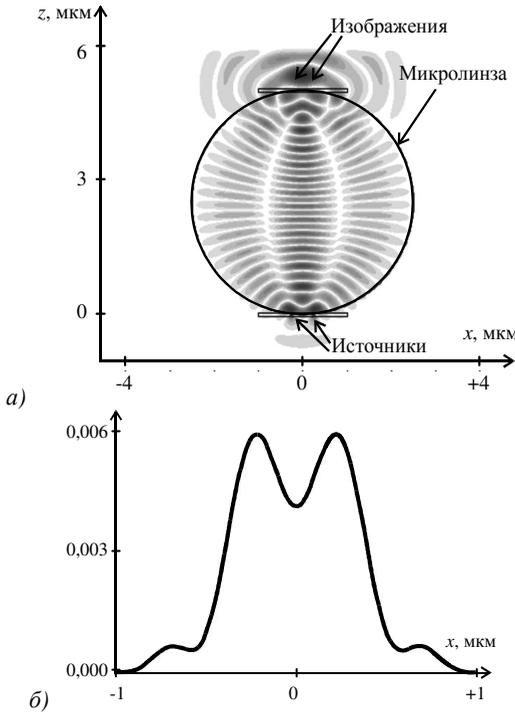


Рис. 2.8 2D микролинза «рыбий глаз» в окне программы FullWAVE и мгновенная картина амплитуды электрического поля TE-поляризованной волны внутри линзы, у которой на входе два точечных источника (свет распространяется снизу вверх) (а), а также распределение усредненной интенсивности в плоскости изображения линзы (по оси ординат отложены произвольные единицы) (б)

Параметры моделирования: показатель преломления в центре линзы $n_0 = 3,47$, радиус линзы $R = 2,5$ мкм, длина волны света $\lambda = 1$ мкм, ширина точечных источников по $0,05\lambda$, и они разделены расстоянием 440 нм или $0,44\lambda$. На рис. 2.8б показано распределение усредненной по времени интенсивности в плоскости изображения (верхняя горизонтальная линия на рис. 2.8а). Видно, что два источника разрешаются (разрешение равно $0,44\lambda$ по критерию Рэля 20%). Таким образом, данная микролинза незначительно ($0,44\lambda$) преодолевает дифракционный предел в разрешении ($0,5\lambda$).

При изображении отдельного точечного источника с помощью данной микролинзы (рис. 2.8а) получается распределение интенсивности, пока-

занное на рис. 2.9. Ширина центрального максимума интенсивности по полуспаду равна $\text{FWHM} = 0,3\lambda$. Из сравнения рис. 2.9 и рис. 2.5б можно заключить, что микролинза «рыбий глаз» формирует более широкое изображение (примерно в 2 раза шире) точечного источника, чем микролинза Микаэляна при сравнимых параметрах. Хотя при этом величины разрешения $0,44\lambda$ (рис. 2.8б) и $0,3\lambda$ (рис. 2.9) сравнимы с величинами сверхразрешения, полученными в [39, 41, 51, 55, 151, 153].

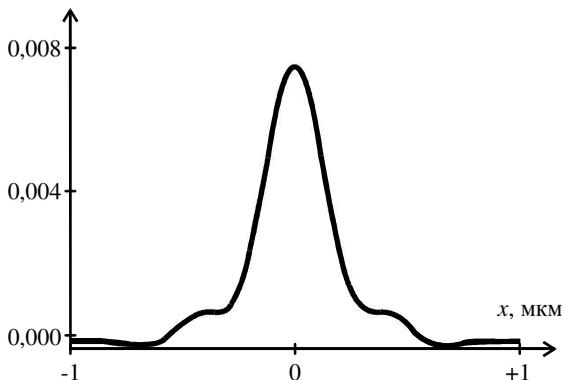


Рис. 2.9 Усредненное по времени распределение интенсивности электрического поля в плоскости изображения микролинзы «рыбий глаз» (рис. 2.8а), у которой на поверхности расположен только один точечный источник света (по оси ординат отложены произвольные единицы)

В параграфе получены следующие результаты [167]: найдены модовые решения уравнения Гельмгольца для произвольного градиентного планарного волновода; амплитуда моды представлена как экспонента с показателем в виде ряда Тейлора, коэффициенты которого находятся из рекуррентных соотношений; показано, что минимальная ширина моды в квадратичном и секансном градиентных планарных волноводах равна $0,4$ от длины волны в вакууме, деленной на значение показателя преломления вдоль оси волновода; с помощью моделирования программой FullWAVE показано, что градиентные микролинзы Микаэляна и «рыбий глаз» Максвелла могут формировать изображения со сверхразрешением; для 2D микролинзы Микаэляна показано, что точечный источник света изображается вблизи задней поверхности линзы в виде светового пятна с шириной по полуспаду интенсивности $0,12$ от длины волны в вакууме; это меньше, чем дифракционный предел для кремния с показателем преломления $3,47$, который равен $0,144$ от длины волны в вакууме, и меньше, чем получено в работах [55, 151, 153]; также показано, что микролинза Микаэляна разрешает по полуспаду два близких точечных источника, разделенных расстоянием

$0,3\lambda$, это меньше дифракционного предела в свободном пространстве, равного $0,5\lambda$, и меньше, чем в работах [39, 41, 51, 55].

2.2 Моды планарного градиентного гиперболического секансного волновода

В последнее время возрос интерес к планарным градиентным и фотонно-кристаллическим линзам, которые способны обеспечить субволновую фокусировку лазерного света [28, 55, 59, 168] и применяются для ультракомпактного сопряжения планарных волноводов разной ширины [169]. В качестве планарной градиентной линзы используется линза, показатель преломления которой зависит от поперечной координаты как гиперболический секанс. Гиперболическая секансная (ГС) линза имеет свою долгую историю. Еще в 1930 году П.С. Эпштейн [170] рассмотрел задачу расчета мод для градиентного волновода со сложным показателем преломления, обобщающим ГС-профиль. В 1951 году А.Л. Микаэлян [34] нашел, что ГС-профиль показателя преломления является оптимальным для фокусировки света. Поэтому ГС-линза Микаэляна является частным случаем градиентного волновода Эпштейна. Далее задача распространения света в ГС-волноводе и ГС-линзе решалась в геометрооптическом [171, 172], квазиоптическом [173] и волновом [174-177] приближениях. В [178, 179] описаны экспериментальные результаты по фокусировке света с помощью ГС-линзы. В [180] ГС-линза используется для сверхразрешения совместно с рефракционной и дифракционной линзами. В известной монографии М. Адамса [181] дан обзор работ по волноводам Эпштейна и ГС-волноводам.

В данном параграфе получено выражение для периода Тальбота (или фокусного расстояния) для ТЕ-мод в планарном ГС-волноводе и показано, что для ТМ-мод не возникает аналогичная периодичность и нет фокусировки в ГС-волноводе. Показано, что в ГС-волноводе с «пьедесталом» для ТЕ-мод эффект Тальбота и фокусировки также отсутствует. Получены выражения для полной ширины по полуспаду интенсивности и нормированной интенсивности для основной ТЕ-моды в ГС-волноводе. Найдены параметры ГС-волновода, при которых ширина основной моды – минимальна, а ее интенсивность на оси волновода – максимальна.

ТЕ-моды планарного ГС-волновода

Рассмотрим планарный ГС-волновод с зависимостью показателя преломления вида:

$$n(x) = \frac{n}{\operatorname{ch}(x/a)}, \quad (2.39)$$

где n – показатель преломления на оси z при $x = 0$, x – поперечная координата волновода, a – полуширина волновода по спаду показателя преломле-

ния в 1,54 раза. На рис. 2.10 показан профиль (2.39) ГС-волновода для $n = 3,47$ и $a = \lambda/2 = 0,775$ мкм, $\lambda = 1,55$ мкм – длина волны света.

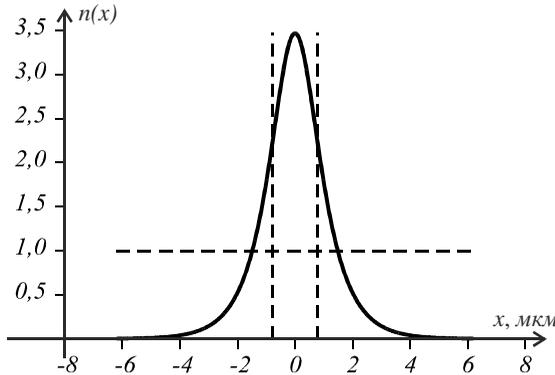


Рис. 2.10 Зависимость показателя преломления от координаты для ГС-волновода (2.39). Вертикальные пунктирные линии при $x = \pm a$, горизонтальная линия при $n(x) = 1$

Решение уравнения Максвелла для монохроматического света для ТЕ-поляризации сводится к решению уравнения Гельмгольца для проекции электрического вектора E_y на ось y , которая перпендикулярна плоскости волновода (x, z) :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 n^2(x) \right] E_y(x, z) = 0, \quad (2.40)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число света. С учетом (2.39) и используя разделение переменных

$$E_y(x, z) = \exp(i\beta z/a) E(x), \quad (2.41)$$

уравнение (2.40) сводится к уравнению для $E(x)$:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{k^2 n^2}{\text{ch}^2(x/a)} - \frac{\beta^2}{a^2} \right] E(x) = 0, \quad (2.42)$$

где β – безразмерная постоянная распространения. Решение уравнения (2.42) можно найти аналогично решению скалярного уравнения для волновода Эпштейна [181]. Получим выражение для ТЕ-мод ГС-волновода:

$$E_m(x, z) = \frac{\exp(i\beta z/a) {}_2F_1(-m, -m - \beta, \beta + 1, -y)}{\text{ch}^\beta(x/a)(1+y)^m}, \quad (2.43)$$

где $y = \exp(2x/a)$, m – положительное целое число. Уравнение для нахождения постоянных распространения мод (дисперсионное уравнение) имеет вид:

$$2\beta = \sqrt{1 + 4k^2 a^2 n^2} - (2m + 1). \quad (2.44)$$

Уравнение (2.44) получается из условия, что амплитуда (2.43) будет ограниченной при условии, что $b = -m$. В этом случае гипергеометрическая функция становится многочленом. Сама гипергеометрическая функция имеет вид [182]:

$${}_2F_1(b, c, d, x) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(b)_p (c)_p}{(d)_p} \frac{x^p}{p!}, \quad (2.45)$$

где $(b)_p = \Gamma(b+p) / \Gamma(b)$ – символ Похгаммера. Из (2.43) можно получить три первые ТЕ-моды ГС-волновода ($m = 0, 1, 2$):

$$E_0(x, z) = \frac{\exp(i\beta z/a)}{\text{ch}^\beta(x/a)}, \quad (2.46)$$

$$E_1(x, z) = \frac{-\exp(i\beta z/a) \text{sh}(x/a)}{\text{ch}^{\beta+1}(x/a)}, \quad (2.47)$$

$$E_2(x, z) = \frac{\exp(i\beta z/a) \left[\text{sh}^2(x/a) - \frac{1}{2(\beta+1)} \right]}{\text{ch}^{\beta+2}(x/a)}. \quad (2.48)$$

На рис. 2.11 показаны амплитуды (2.43) при $z = 0$ первых четырех ТЕ-мод ГС-волновода (рис. 2.11а) и амплитуда десятой моды (рис. 2.11б). Из рис. 2.11 видно, что с ростом номера моды число локальных «лепестков» моды увеличивается, а их размер вблизи оптической оси уменьшается.

Из рис. 2.11 можно оценить, что ширина модуля амплитуды (по полуспаду) основной моды равна примерно $a = \lambda/2$, а ширина локального максимума десятой моды ($m = 10$) – $a/6 = \lambda/12$. Заметим, что из (2.44) следует, что максимальный номер моды, при котором β еще положительно, равен $M = [\beta_0] = 10$, где $\beta_0 = \left(\sqrt{1 + 4k^2 a^2 n^2} - 1 \right) / 2$, $[\beta_0]$ – знак целой части числа β_0 .

Из (2.39) видно, что показатель преломления ГС-волновода меняется от n до нуля. Хотя в реальности он не может быть меньше 1. Поэтому моды (2.43) являются модельными модами, которые отличаются от мод реальных ограниченных волноводов или волноводов с оболочкой. С модельностью мод (2.43) связано, в частности, ограничение на число мод, которое следует из (2.44) $m < M = [\beta_0]$. Аналогичная ситуация возникает и для параболического волновода [181].

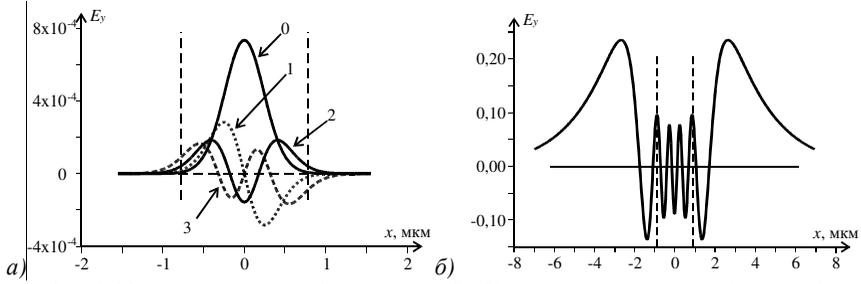


Рис. 2.11 Графики при $z = 0$ амплитуд (2.43) первых четырех мод (а): $m = 0$ (кривая 0), $m = 1$ (кривая 1), $m = 2$ (кривая 2), $m = 3$ (кривая 3) и график десятой моды $m = 10$ (б). Вертикальные пунктирные линии при $x = \pm a$

Но при теоретическом исследовании это обстоятельство игнорируют и считают, что ГС-волновод имеет счетный и полный базис модовых функций (2.43). Хотя моды (2.43) не ортогональны и не нормированы. С учетом сказанного любое световое поле в ГС- волноводе (2.39) можно разложить по базисным функциям (2.43):

$$E(x, z) = \sum_{m=0}^{\infty} C_m \exp(i\beta_m z/a) \Psi_m(x), \tag{2.49}$$

где

$$\Psi_m(x) = \frac{{}_2F_1(-m, -m - \beta_m, \beta_m + 1, -y)}{\text{ch}^{\beta_m}(x/a)(1+y)^m}, \tag{2.50}$$

C_m – коэффициенты разложения, β_m – этим обозначением показано, что постоянные распространения β зависят от номера моды. В выражении для постоянной распространения (2.44) можно выделить слагаемое, не зависящее от номера m , и вынести за знак суммы соответствующий множитель:

$$E(x, z) = \exp(i\beta_0 z/a) \sum_{m=0}^{\infty} C_m \exp(-imz/a) \Psi_m(x), \tag{2.51}$$

где $\beta_0 = (\sqrt{1 + 4k^2 a^2 n^2} - 1) / 2$. Из (2.51) следует, что на расстоянии

$$L = 2\pi a, \tag{2.52}$$

разности фаз между модами (2.50) станут такими же, какими они были при $z = 0$. То есть световое поле (2.51) будет повторяться с периодом L . Поэтому величина (2.52) называется периодом Тальбота. Если вместо бесконечно протяженного ГС-волновода рассмотреть только его часть от $z = 0$ до $z = L/2$, то освещая такую ГС-линзу плоской ТЕ-волной со стороны $z = 0$ на выходе линзы при $z = L/2$ сформируется фокус: все лучи, параллельные оптической оси соберутся в одну точку на оптической оси. Поэтому рас-

стояние $L/2$ можно назвать фокусным расстоянием ГС-линзы. С помощью (2.46) можно найти ширину основной ТЕ-моды из условия по полуспаду интенсивности

$$I_0(x, z) = \text{ch}^{-2\beta}(x/a) = 1/2. \tag{2.53}$$

Из (2.53) следует выражение для ширины основной моды:

$$FWHM = 2a \ln(2^{1/(2\beta_0)} + \sqrt{2^{1/\beta_0} - 1}). \tag{2.54}$$

На рис. 2.12 показана зависимость ширины основной моды (FWHM), умноженной на kn , от безразмерной ширины волновода kan .

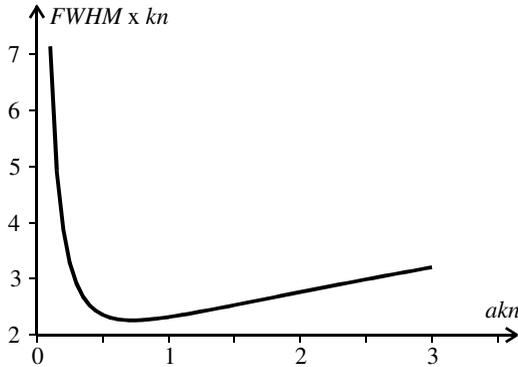


Рис. 2.12 Зависимость ширины основной ТЕ-моды (2.54) от безразмерной ширины ГС-волновода

Из рис. 2.12 следует, что минимальная ширина основной моды равна ($n = 3,47$):

$$FWHM = \frac{2,6}{kn} = 0,11\lambda, \tag{2.55}$$

которая достигается при ширине волновода $a = 0,72/(kn) = 0,03\lambda$.

Если нормировать основную ТЕ-моду (2.46) на единичную энергию:

$$A^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\text{ch}^{2\beta_0}(x/a)} = 1, \tag{2.56}$$

где

$$A = \left[\frac{2^{1-2\beta_0} \Gamma(2\beta_0)}{a \Gamma^2(\beta_0)} \right]^{1/2}, \tag{2.57}$$

A – нормировочная константа, $\Gamma(x)$ – гамма-функция [182], то получим выражение для интенсивности нормированной основной моды:

$$I_0(x) = \frac{2^{1-2\beta_0} \Gamma(2\beta_0)}{a \Gamma^2(\beta_0) \text{ch}^{2\beta}(x/a)}. \quad (2.58)$$

На рис. 2.13 показана зависимость максимальной интенсивности (в произвольных единицах) основной ТЕ-моды на оптической оси ГС-волновода от безразмерной ширины волновода kan .

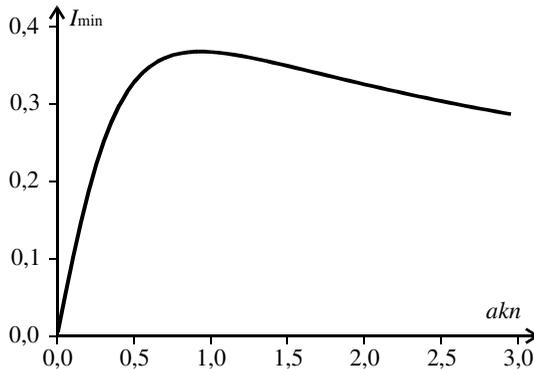


Рис. 2.13 Зависимость максимальной интенсивности основной моды на оптической оси ГС-волновода от безразмерной ширины волновода kan

Из рис. 2.13 следует, что интенсивность основной моды на оптической оси будет максимальна при ширине волновода $a = 0,93/(kn) = 0,04\lambda$. Из сравнения рис. 2.12 и 2.13 видно, что минимальная ширина моды и максимальная интенсивность моды на оси достигаются при разных значениях ширины волновода: $a = 0,72/(kn) = 0,03\lambda$ и $a = 0,93/(kn) = 0,04\lambda$. Хотя размеры обоих этих волнопроводов существенно субволновые ($\lambda = 1,55$ мкм): $2a = 93$ нм и $2a = 124$ нм. Заметим, что в [183, 184] показано, что для ступенчатых кварцевых волокон ($n = 1,44$ и $\lambda = 1,55$ мкм) минимальный диаметр составляет $0,2\lambda$. В этом случае более 97% энергии моды распространяется за волокном. При диаметре меньше $0,2\lambda$ резко возрастают оптические потери в волноводе, связанные с флуктуациями его диаметра и шероховатостями на его поверхности. Однако в [185] было изготовлено кварцевое проволочное (без оболочки) волокно диаметром 50 нм с потерями всего 0,1 Дб/мм.

ТЕ-моды ГС-волновода с «пьедесталом»

У планарного ГС-волновода с «пьедесталом» следующая зависимость показателя преломления от поперечной координаты:

$$n^2(x) = n_1^2 + \frac{(n^2 - n_1^2)}{\text{ch}^2(x/a)}, \tag{2.59}$$

где n_1 – показатель преломления среды, в которой создан градиентный волновод. Наличие среды с показателем преломления $n_1 > 1$ позволяет не ограничивать волновод с показателем (2.39) условием $n(x) > 1$, которое приводит к видоизменению световых мод, распространяющихся в среде. Решение уравнения (2.40) для ТЕ-мод в среде с показателем (2.59) имеет вид:

$$\bar{E}_m(x, z) = \frac{\exp(i\beta z/a) {}_2F_1(-m, -m - \gamma, \gamma + 1, -y)}{\text{ch}^\gamma(x/a)(1 + y)^m}, \tag{2.60}$$

где

$$2\gamma = 2\sqrt{\beta^2 - k^2 a^2 n^2} = \sqrt{1 + 4k^2 a^2 n^2} - (2m + 1). \tag{2.61}$$

Все обозначения в (2.60) такие же, как в (2.43). Из (2.61) следует уравнение для постоянных распространения ТЕ-мод в ГС-волноводе с «пьедесталом»:

$$\beta = \left\{ k^2 a^2 n^2 + \frac{1}{4} \left[\sqrt{1 + 4k^2 a^2 n^2} - (2m + 1) \right]^2 \right\}^{1/2}. \tag{2.62}$$

Из (2.62) следует, что, так как в выражении для β нельзя выделить аддитивное слагаемое, зависящее от номера моды m , как это было сделано для выражения (2.44), то и нельзя ввести период Тальбота (2.52). То есть, несмотря на то, что показатель преломления ГС-волновода с «пьедесталом» (2.59) удобнее, чем показатель (2.39), при практической реализации ГС-линзы, но такая линза не будет обладать свойством «идеальной» фокусировки, когда все лучи, параллельные оптической оси, собираются в одной точке фокуса.

ТМ-моды ГС-волновода

Уравнение Гельмгольца для планарного волновода с показателем преломления $n^2(x) = \varepsilon(x)$ для ТМ-поляризованной волны имеет вид:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + k^2 n^2(x) - \frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{d\varepsilon(x)}{dx} \frac{\partial}{\partial x} \right] H_y(x, z) = 0, \tag{2.63}$$

где $H_y(x, z)$ – комплексная амплитуда проекции на ось y магнитного вектора волны. Разделяя переменные $H_y(x, z) = \exp(i\beta z/a)H(x)$, для функции $H(x)$ получим уравнение:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} - \frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{d\varepsilon(x)}{dx} \frac{d}{dx} + k^2 n^2(x) - \frac{\beta^2}{a^2} \right] H(x) = 0. \quad (2.64)$$

После замены $H(x) = n(x)F(x)$, уравнение (2.64) сводится к уравнению

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{1}{2\varepsilon(x)} \frac{d^2\varepsilon(x)}{dx^2} - \frac{3}{4} \left(\frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{d\varepsilon(x)}{dx} \right)^2 + k^2 n^2(x) - \frac{\beta^2}{a^2} \right] F(x) = 0. \quad (2.65)$$

Для ГС-волновода (2.39) вместо (2.65) получим:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \left(\frac{k^2 n^2}{ch^2(x/a)} - \frac{\beta^2}{a^2} - \frac{1}{a^2} \right) \right] F(x) = 0. \quad (2.66)$$

Если ввести параметр $\eta^2 = \beta^2 + 1$, то уравнение (2.66) будет эквивалентно уравнению (2.42) для ТЕ-поляризации. Тогда, с учетом решения (2.43), решение уравнения (2.63) для ТМ-мод ГС-волновода будет иметь вид:

$$H_m(x, z) = \frac{\exp(i\beta z/a) {}_2F_1(-m, -m - \eta, \eta + 1, -y)}{ch^\eta(x/a)(1+y)^m}, \quad (2.67)$$

где

$$2\eta = 2\sqrt{\beta^2 + 1} = \sqrt{1 + 4k^2 a^2 n^2} - (2m + 1). \quad (2.68)$$

Из (2.68) следует дисперсионное уравнение для нахождения постоянных распространения ТМ-мод:

$$\beta = \left\{ \frac{1}{4} \left[\sqrt{1 + 4k^2 a^2 n^2} - (2m + 1) \right]^2 - 1 \right\}^{1/2}. \quad (2.69)$$

Так как в (2.69), аналогично (2.62), нельзя выделить аддитивное слагаемое, зависящее от номера моды m , то значит ТМ-поляризованное излучение не фокусируется ГС-линзой и нельзя ввести период Тальбота, аналогичный (2.52). Из (2.68) следует, что при $0 < \eta < 1$ постоянная распространения моды β будет комплексной величиной. Это означает, что в ГС-волноводах с шириной $a \leq \sqrt{2}/(kn)$ не будет распространяться световых мод с ТМ-поляризацией, а возможны только вытекающие моды.

ТЕ-моды ограниченного ГС-волновода

ГС-волновод (2.39) практически нереализуемый, так как при $|x| \rightarrow \infty, n(x) \rightarrow 0$. Поэтому рассмотрим ограниченный ГС-волновод:

$$n(x) = \begin{cases} \frac{n}{\text{ch}(x/a)}, & |x| < b, \\ 1, & |x| > b, \end{cases} \quad (2.70)$$

где $b = a \ln \left[\left(n + \sqrt{n^2 - 1} \right) / 2 \right]$ найдено из уравнения $n(b) = 1$. Решение уравнения (2.40) для ТЕ-мод в ГС-волноводе с показателем (2.70) имеет вид:

$$E_y(x, z) = \exp(i\beta z/a) \begin{cases} {}_2F_1(\beta + d, d, \beta + 1, -y)(1 + y)^d y^{\beta/2}, \\ |x| < b, \\ {}_2F_1(\beta + d, d, \beta + 1, -y_0)(1 + y_0)^d y_0^{\beta/2} e^{\chi(b-|x|)}, \\ |x| > b, \end{cases} \quad (2.71)$$

где $d = \left(1 - \sqrt{1 + 4k^2 a^2 n^2} \right) / 2, \beta^2 = \chi^2 + k^2, y_0 = \exp(2b/a)$.

Дисперсионное уравнение для нахождения констант распространения β имеет вид

$$\begin{aligned} & 2 \frac{d}{dy} {}_2F_1(\beta + d, d, \beta + 1, -y_0)(1 + y_0) y_0^2 + \\ & + a \left[\chi y_0^2 + \left(\chi + d + \frac{\beta}{2} \right) y_0 + \frac{\beta}{2} \right] {}_2F_1(\beta + d, d, \beta + 1, -y_0) = 0. \end{aligned} \quad (2.72)$$

Уравнение (2.72) можно решить только численно. При этом можно воспользоваться рекуррентной формулой для гипергеометрических функций [182]:

$$\frac{d}{dx} {}_2F_1(A, B, C, x) = \frac{AB}{C} {}_2F_1(A + 1, B + 1, C + 1, x). \quad (2.73)$$

Моделирование прохождения ТЕ-мод в ГС-волноводе

С помощью программы FullWAVE (RSoft), реализующей FDTD – метод разностного решения системы уравнений Максвелла, было промоделировано распространение в ГС-волноводе ТЕ-мод (2.43). ГС-волновод выбирался ограниченным (2.70). Параметры моделирования были следующие: $a = \lambda/2, \lambda = 1,55$ мкм, $n = 3,47$, ГС – волновод (2.70) ограничен

размером $b = 1,5$ мкм. На рис. 2.14 показаны мгновенные распределения реальной части E -вектора ТЕ-волны, распространяющиеся в одном и том же ГС-волноводе (вертикальные и горизонтальные линии ограничивают волновод).

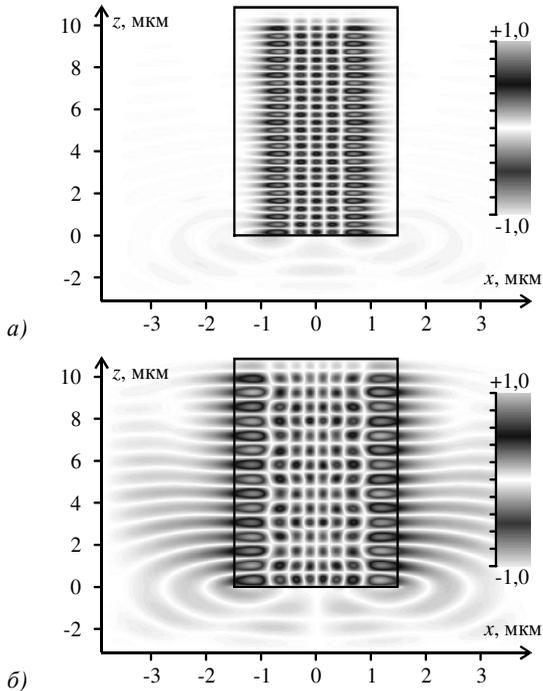


Рис. 2.14 Мгновенная картина реальной части амплитуды напряженности электрического поля, распространяющегося в ГС-волноводе (снизу вверх). На вход волновода при $z = 0$ подавались ТЕ-моды (2.43) с номерами $m = 4$ (а) и $m = 7$ (б)

На вход волновода ($z = 0$) подавались ТЕ-моды (2.43) с номерами $m = 4$ (рис. 2.14а) и $m = 7$ (рис. 2.14б) и с параметром $a = \lambda/2$. Из рис. 2.14 видно, что начальные моды продолжают распространяться в волноводе почти без искажений. Из рис. 2.14б можно определить, что ширина локального максимума амплитуды по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM} = 0,065\lambda$.

На рис. 2.15 показана мгновенная картина реальной части напряженности электрического поля внутри такого же ГС-волновода как на рис. 2.14, но на вход ($z = 0$) подавалась ТЕ-мода (2.43) с номером $m = 10$. Из (2.44) следует, что десятая мода $m = 10$ (рис. 2.11б) – последняя мода, при которой константа распространения (2.44) еще положительная. Но на рис. 2.15

видно, что эта мода не распространяется в ограниченном ГС-волноводе. Или, точнее говоря, распространяется с потерями, то есть является вытекающей модой.

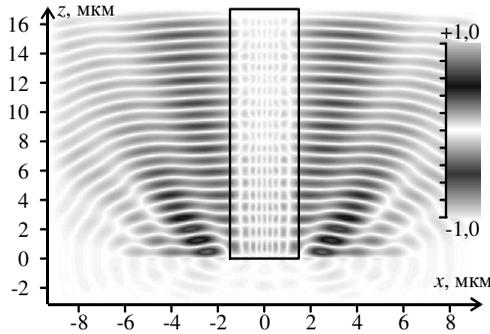


Рис. 2.15 Мгновенная картина реальной части амплитуды напряженности электрического поля, распространяющегося в ГС-волноводе (снизу вверх). На вход волновода при $z = 0$ подавалась ТЕ-мода (2.43) с номером $m = 10$

Результаты моделирования, демонстрирующие свойства периодического повторения (с периодом Тальбота (2.52)) светового поля с ТЕ-поляризацией в ГС-волноводе, показаны на рис. 2.16.

На этом рисунке показаны мгновенные распределения реальной части амплитуды напряженности электрического поля, распространяющегося в ГС-волноводе (таком же как на рис. 2.14). На вход волновода при $z = 0$ подавались ТЕ-моды (2.43) с номерами $m = 3$ (а) и $m = 4$ (б), но ширина которых была уменьшена в 3 раза $a' = a/3$. Уменьшение ширины моды, согласованной с волноводом, приводит к тому, что она уже перестает быть модой и распространяется как линейная комбинация мод (2.49). Поэтому при распространении такого светового поля наблюдается периодическое повторение поперечного сечения интенсивности с периодом Тальбота $L = 2\pi a = \pi\lambda = 4,87$ мкм (рис. 2.16). На рис. 2.16 видно, что картины мод при $m = 3$ и $m = 4$ имеют минимальный период, в два раза меньший, чем период Тальбота $L = 4,87$ мкм. Это следует из того, что если в сумме (2.51) все m четны или нечетны, то период становится равен $L = \pi a$ вместо $2\pi a$.

Моделирование фокусировки света ГС-линзой

В этом параграфе приводятся результаты моделирования субволновой фокусировки планарной ГС-линзой, которая представляет собой ограниченный по осям x и y «кусоч» ГС-волновода с показателем преломления (2.39) при $a = 2L'/\pi$, где L' – длина линзы.

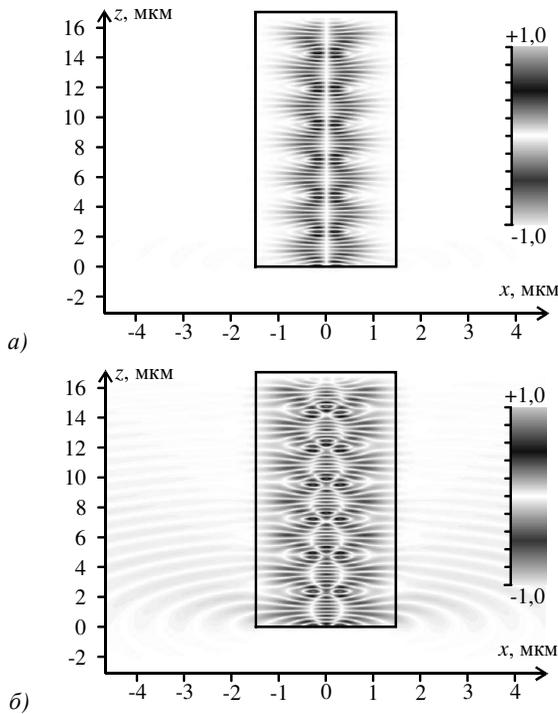


Рис. 2.16 Мгновенная картина реальной части амплитуды напряженности электрического поля, распространяющегося в ГС-волноводе (снизу вверх). На вход волновода при $z = 0$ подавались ТЕ-моды (2.43) с номерами $t = 3$ (а) и $t = 4$ (б), но ширина которых была уменьшена в 3 раза $a' = a/3$

Расчет производился с помощью программы на языке программирования C++ [28], реализующей двумерный FDTD- метод разностного решения системы уравнений Максвелла. Параметры моделирования: $n = 3,1$ – показатель преломления на оси линзы, ширина линзы $2b = 5$ мкм, длина линзы $L' = 2,2$ мкм, длина волны $\lambda = 1,55$ мкм, число отсчетов на длину волны по пространственным переменным – 400, падающее излучение – плоская ТЕ-поляризованная волна. На рис. 2.17 показаны усредненное по времени распределение интенсивности внутри ГС-линзы (а) и сечение этой интенсивности вдоль координаты x через фокус (б).

При выбранных параметрах фокусное пятно на выходе ГС-линзы имеет минимальный размер $\text{FWHM} = 0,132\lambda$. Заметим, что такое фокусное пятно немного меньше, чем скалярный дифракционный предел в двумерном случае в среде, равный $\text{FWHM} = 0,44\lambda/n = 0,14\lambda$.

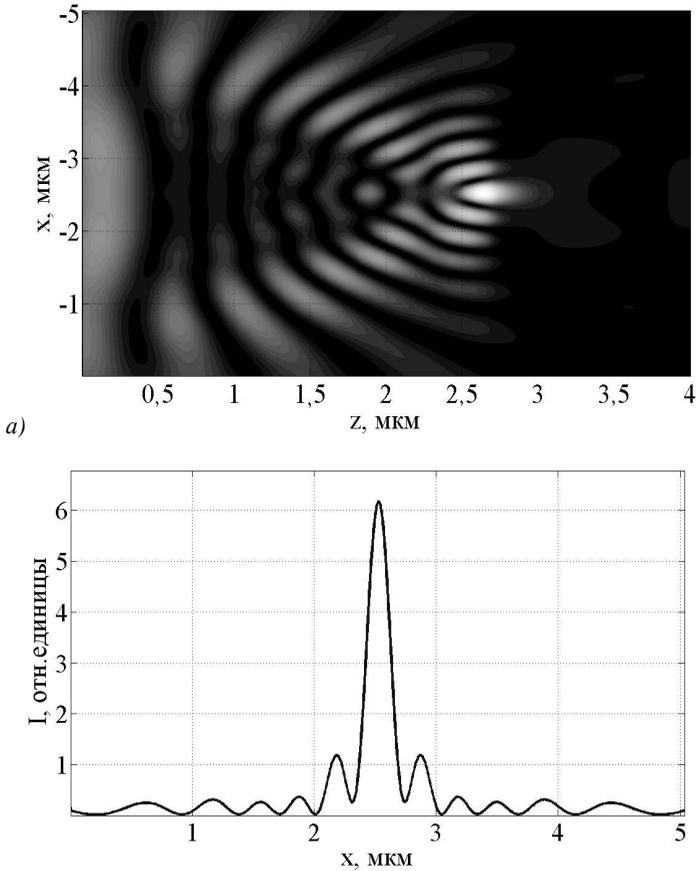


Рис. 2.17 Распределение усредненной по времени интенсивности (в полтонах) внутри ГС-линзы (а) и сечение этой интенсивности по оси x через фокус (б)

Для того, чтобы показать, что приведенное значение ширины фокуса минимальное из возможных, ниже приводятся два графика, полученные в результате моделирования.

На рис. 2.18 показаны графики зависимости ширины фокуса в ГС-линзе по полупаду интенсивности (в длинах волн) от величины показателя преломления n на оси линзы (а) при ширине линзы $2b = 5$ мкм и длине $L' = 3$ мкм, и от длины линзы L' (б) при $n = 3,1$ и ширине $2b = 5$ мкм. Из рис. 2.18 видно, что минимальная ширина фокусного пятна достигается при $n = 3,1$, $L' = 2,2$ мкм, $2b = 5$ мкм.

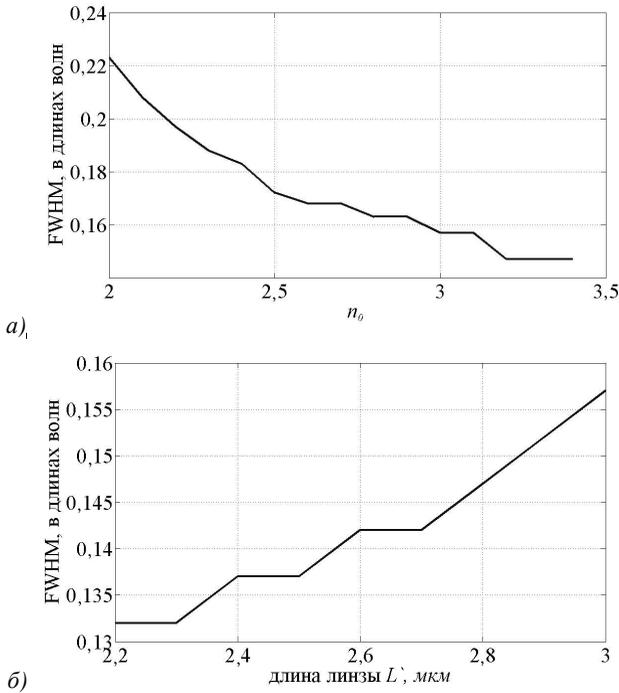


Рис. 2.18 Зависимость ширины фокуса по полуспаду интенсивности FWHM (в длинах волн) в ГС-линзе от показателя преломления на оптической оси (а) и от длины линзы (б)

В параграфе получены следующие результаты [186]: в явном виде выписаны TE и TM моды для планарного ГС-волновода, в том числе, волновода с «пьедесталом»; данные моды являются частным случаем более общих мод, распространяющихся в волноводах Эпштейна; получено выражение для периода Тальбота (или фокусного расстояния) для TE-мод в планарном ГС-волноводе и показано, что для TM-мод не возникает периодичность и нет фокусировки в ГС-волноводе; показано также, что в ГС-волноводе с «пьедесталом» для TE-мод эффект Тальбота и фокусировка также отсутствуют; получены выражения для полной ширины по полуспаду интенсивности и нормированной интенсивности для основной TE-моды в ГС-волноводе и найдены параметры ГС-волновода, при которых ширина основной моды минимальна; минимальная ширина моды в кремниевом ГС-волноводе по полуспаду интенсивности равна 0,11 от длины волны; с помощью моделирования программой FullWAVE показано модовое распространение световых полей с начальными аналитически полученными амплитудами в ограниченных ГС-волноводах и

периодическое повторение не модовых световых полей в волноводе с периодом Тальбота; с помощью моделирования также показано, что ГС-линза, являющаяся «куском» ГС-волновода, фокусирует плоскую ТЕ-волну в субволновое фокусное пятно шириной по полуспаду интенсивности 0,132 от длины волны. Это меньше, чем дифракционный предел в двумерной среде $\text{FWHM} = 0,44\lambda/n = 0,14\lambda$ ($n = 3,1$).

2.3 Механизм сверхразрешения в планарной гиперболической секансной линзе

С помощью ДОЭ совместно с фокусирующей рефракционной оптикой дальнего поля можно достичь сверхразрешения, например, получить фокусное пятно с диаметром по полуспаду интенсивности, равным $\text{FWHM}=0,44\lambda$ [187], где λ – длина волны света в вакууме, вместо дифракционного предела ($\text{FWHM}=0,51\lambda$). Но при этом боковые лепестки дифракционной картины в фокусе будут превышать по интенсивности значение 0,1 от величины интенсивности в фокусе. Можно достичь еще меньшего значения диаметра фокуса в дальней зоне, но при этом будет возрастать доля световой энергии в боковых лепестках так, что их интенсивность может сравниться или превысить интенсивность в фокусе [188]. Заметим, что дифракционных пределов разрешения в оптике известно несколько: это предел разрешения Рэля $0,61\lambda/NA$ [189], предел Хьюстона $0,5\lambda/NA$ и предел Спарроу $0,475\lambda/NA$ [190], где NA – числовая апертура фокусирующей системы. Мы будем пользоваться своими пределами разрешения, которые определяются для 3D полей по полуспаду квадрата функции Эйри ($0,51\lambda/NA$), а для 2D полей по полуспаду *sinc*-функции ($0,44\lambda/NA$). Чтобы преодолеть предел разрешения без увеличения боковых лепестков, следует приблизить оптический элемент к источнику света. Эту область оптики исследует микроскопия ближнего поля [37]. Если исключить из рассмотрения металлические поверхности и поверхностные плазмоны [191], которые позволяют достигать разрешения $\lambda/50$, а остаться в рамках рефракционной и градиентной оптики, то высокого разрешения можно добиться с помощью линз ближнего поля: SIL (solid immersion lens) [101], NAИL (numerical aperture immersion lens) [102, 192, 193] и nSIL (nano solid immersion lens) [189, 194]. С помощью SIL экспериментально для длины волны $\lambda = 633$ нм и полусферы из стекла LASFN9 с радиусом 5 мм и показателем преломления $n = 1,845$ было получено разрешение $\text{FWHM} = 190$ нм $= 0,298\lambda$ [101]. С помощью полусферы из кремния для NAИL радиусом 1,6 мм было экспериментально получено разрешение $\text{FWHM} = 250$ нм $= 0,23\lambda$ (теоретический предел для кремния $\text{FWHM} = 0,147\lambda$ при $n = 3,4$ и $\lambda = 1$ мкм) [102]. В более поздней работе [192] удалось с помощью кольцевой апертуры и кремниевой NAИL достичь разрешения $\text{FWHM} = 145$ нм $= 0,11\lambda$ ($\lambda = 1,3$ мкм). В случае, если линза освещается

кольцевым пучком, то в фокусе формируется Бесселев пучок, для которого предел разрешения равен $\text{FWHM} = 0,36\lambda/NA$. С помощью оптики ближнего поля (nSIL) на модельных примерах показано, что для полусферы радиусом 1-2 мкм [189] из стекла ($n = 1,6$) можно получить фокусное пятно диаметром $\text{FWHM} = 126 \text{ нм} = 0,235\lambda$ ($\lambda = 532 \text{ нм}$) [194]. Заметим, что рефракционная оптика ближнего поля увеличивает числовую апертуру уже сходящегося светового пучка, а при распространении света от источника эта оптика способна только собрать свет, но для фокусировки света требуется дополнительная оптика. Известны градиентные линзы ближнего поля, которые способны одновременно и собирать свет от источника и фокусировать его вблизи своей выходной поверхности. Так в [186] с помощью моделирования показано, что кремниевая градиентная оптика ближнего поля (планарная гиперболическая секансная линза) позволяет сфокусировать свет в фокусное пятно с диаметром $\text{FWHM} = 0,131\lambda$. Это меньше дифракционного предела в 2D среде $\text{FWHM} = 0,44\lambda/n = 0,147\lambda$. Было показано также [146], что такая планарная градиентная линза ближнего поля способна разрешить два точечных источника, разделенных расстоянием 150 нм ($\lambda = 1 \text{ мкм}$), то есть было достигнуто сверхразрешение $0,15\lambda$. Предел разрешения Аббе равен $0,5\lambda$.

В данном параграфе описывается механизм достижения сверхразрешения с помощью оптики ближнего поля, в том числе с помощью градиентной планарной линзы. Показано, что часть неоднородных исчезающих волн от точечного источника (поверхностные волны первого типа, $k < k_x < nk$, где k и k_x – волновое число в вакууме и проекция волнового вектора на поперечную ось x , n – показатель преломления среды) туннелируют в среду (в линзу), преобразуются в моды этой среды и дают вклад в формирование изображения источника, наряду с обычными распространяющимися волнами ($0 < k_x < k$). В оптике дальнего поля поверхностные волны первого типа не достигают изображения источника. Поверхностные волны источника второго типа ($k_x > nk$) преобразуются в поверхностные волны среды и распространяются вдоль входной поверхности линзы. Выходной поверхности линзы, где формируется изображение, достигают только экспоненциально затухающие «хвосты» этих поверхностных волн. Получено интегральное представление для ТЕ-волны в 2D среде от точечного источника, находящегося вне этой среды (линия раздела сред – прямая), и аналогичное представление для светового поля за плоскопараллельной пластиной. Произведено также сравнение числовых апертур рефракционных линз ближнего поля (SIL, NAIL) и планарной гиперболической секансной линзы, показано, что они близки между собой и отличаются для кремния всего на 5%. Моделированием с помощью программы FullWAVE показано, что добавлением к градиентной гиперболической секансой линзе субволновой

дифракционной решетки, или замена такой линзы ее бинарным аналогом приводит к уменьшению ширины фокусного пятна на 10% и 20% по сравнению с дифракционным пределом в данной среде.

Туннелирование неоднородных волн источника в среду

В двумерном (2D) случае напряженность электрического поля монохроматической ТЕ-волны на расстоянии z от начальной плоскости имеет вид:

$$E_1(x, z) = \frac{k}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x', z=0) \exp\left[-ik\xi(x'-x) + ikz\sqrt{1-\xi^2}\right] dx' d\xi. \quad (2.74)$$

Если источник в начальной плоскости точечный:

$$E_0(x, z=0) = E_0 \delta\left(\frac{kx}{2\pi}\right), \quad (2.75)$$

где $\delta(x)$ – дельта-функция Дирака, то амплитуда поля на расстоянии z будет равна сумме плоских волн и неоднородных затухающих волн:

$$E_1(x, z) = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left[-ik\xi x + ikz\sqrt{1-\xi^2}\right] d\xi. \quad (2.76)$$

Заметим, что так как функция Ханкеля нулевого порядка и первого рода имеет вид [195]

$$H_0^1(k\sqrt{x^2+z^2}) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-ik\xi x + ikz\sqrt{1-\xi^2}\right]}{\sqrt{1-\xi^2}} d\xi, \quad (2.77)$$

то (2.76) можно выразить через производную функции Ханкеля:

$$E_1(x, z) = -\frac{i\pi}{k} \frac{\partial}{\partial z} H_0^1(k\sqrt{x^2+z^2}). \quad (2.78)$$

Пусть на пути излучения, на расстоянии z от источника появляется граница раздела двух сред. То есть излучение от источника проходит в среду с показателем преломления n . Тогда в среде на расстоянии z от источника амплитуда электрического вектора будет равна

$$E_2(x, z) = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} T_1(\xi) \exp\left[-ik\xi x + ikz\sqrt{n^2-\xi^2}\right] d\xi, \quad (2.79)$$

где

$$T_1(\xi) = \begin{cases} \frac{2\sqrt{1-\xi^2}}{\sqrt{1-\xi^2} + \sqrt{n^2-\xi^2}}, & 0 < |\xi| < 1, \\ \frac{2i\sqrt{\xi^2-1}}{i\sqrt{\xi^2-1} + \sqrt{n^2-\xi^2}}, & 1 < |\xi| < n, \\ \frac{2\sqrt{\xi^2-1}}{\sqrt{\xi^2-1} + \sqrt{\xi^2-n^2}}, & |\xi| > n. \end{cases} \quad (2.80)$$

Величины $T_1(\xi)$ представляют собой коэффициенты, полученные по формулам Френеля для трех различных случаев: преобразование распространяющейся плоской волны в распространяющуюся плоскую волну; преобразование затухающей плоской волны в распространяющуюся плоскую волну; преобразование затухающей плоской волны в затухающую плоскую волну в среде. Действительно, из (2.80) видно, что распространяющиеся волны от точечного источника в среде с $n = 1$ и с $0 < |\xi| < 1$, где $\xi = k_x / k$, войдут в среду под углами $0 < \theta < \theta_1$, где $\theta_1 = \arcsin(1/n)$ и будут далее распространяться в среде с $n > 1$. Поверхностные волны первого типа от источника с проекцией волнового числа в диапазоне $1 < |\xi| < n$ войдут в среду под углами $\theta_2(\xi) = \arcsin(\xi/n)$, лежащими в диапазоне $\theta_1 < \theta_2(\xi) < \pi/2$, так как максимальный угол $\theta_2(\xi)$ равен $\pi/2$ при $\xi = n$. Эти волны, преобразованные из поверхностных затухающих в распространяющиеся, будут и дальше распространяться в среде с $n > 1$. Оставшиеся поверхностные волны (второго типа) от источника с $|\xi| > n$ будут поверхностными волнами среды и будут распространяться вдоль границы раздела.

Числовая апертура гиперболической секансной линзы

Рассмотрим двумерную гиперболическую секансную (ГС) линзу, показатель преломления которой имеет вид:

$$n(x) = \frac{n}{\operatorname{ch}\left(\frac{\pi x}{2L}\right)}, \quad (2.81)$$

где n – показатель преломления на оси линзы, L – длина линзы, а x – координата в поперечной плоскости. Числовая апертура ГС-линзы может быть найдена из уравнения луча в градиентной среде: $n(x) \cos \theta(x) = \text{const}$, где θ – угол между касательной к лучу и оптической осью z . Пусть луч падает на линзу параллельно оптической оси на расстоянии $x = R$ от нее, где R – радиус ГС-линзы, который может быть найден из условия $n(R) = 1$: $R = \operatorname{arcch}(n)$.

Тогда уравнение луча примет вид: $n \cos \theta_0 = n(R) \cos \theta(R) = 1$, где θ_0 – угол между касательной к лучу и оптической осью z в точке пересечения луча с осью. Отсюда следует, что $\cos \theta_0 = 1/n$, т.е. числовая апертура ГС-линзы равна $NA = n \sin \theta_0 = (n^2 - 1)^{1/2}$, где $\theta_0 = \arcsin[(n^2 - 1)^{1/2} / n]$. Тогда плоские волны с углами распространения θ_1 и θ_2 меньшими θ_0 будут давать вклад в фокусное пятно на выходе ГС-линзы. Найдем максимальное ξ_{max} для световых волн, которые участвуют в формировании фокуса ГС-линзы. Исходим из равенства $\theta_2(\xi_{max}) = \theta_0$, тогда получим $\arcsin(\xi/n) = \arcsin\left[(n^2 - 1)^{1/2} / n\right]$. Из последнего равенства следует выражение $\xi_{max} = (n^2 - 1)^{1/2}$. Для кремния и длины волны $\lambda = 1550$ нм получим $\xi_{max} = 3,32$, так как $n = 3,47$. Тогда минимальный диаметр по полуспаду интенсивности фокусного пятна на выходе планарной ГС-линзы будет равен ($n = 3,47$):

$$FWHM = 0,44 \frac{\lambda}{NA} = 0,44 \frac{\lambda}{\sqrt{n^2 - 1}} = 0,44 \frac{\lambda}{\xi_{max}} = 0,133\lambda . \quad (2.82)$$

Теоретический предел разрешения (в планарном случае), который можно получить с помощью твердотельной иммерсионной оптики ближнего поля: SIL (solid immersion lens) [101], NAИL (numerical aperture increasing lens) [102] равен ($n = 3,47$):

$$FWHM = 0,44 \frac{\lambda}{n} = 0,127\lambda . \quad (2.83)$$

Выражение (2.83) следует из того, что числовая апертура для SIL и NAИL $NA_{SIL} = n \sin \theta \leq NA_{NAИL} = (n^2 - \cos^2 \theta)^{1/2}$ в пределе ($\theta \rightarrow \pi/2$) стремится к $NA_{max} = n$. Предельное фокусное пятно (2.83) всего на 5% меньше, чем фокусное пятно ГС-линзы (2.82). Оценим максимальный угол, под которым распространяются лучи в ГС-линзе. Распространяющиеся плоские волны от источника с относительной проекцией волновых векторов из интервала $0 < |\xi| < 1$ преобразуются в однородной среде ($n = 3,47$) также в распространяющиеся волны, идущие под углами в диапазоне $0 < \theta < \theta_1 = \arcsin(1/n) \cong 17^\circ$, а максимальный угол (к оптической оси), под которым могут распространяться лучи в ГС-линзе, равен: $\theta_0 = \arcsin\left[(n^2 - 1)^{1/2} / n\right] \cong 74^\circ$.

Заметим, что если SIL или NAИL освещать кольцевым световым пучком, то в фокусе возникнет картина дифракции, описываемая не функцией

Эйри (и не *sinc*-функцией в 2D случае), а функцией Бесселя нулевого порядка. Поэтому теоретический предел разрешения в среде будет равен:

$$FWHM = 0,36 \frac{\lambda}{n} = 0,104\lambda . \quad (2.84)$$

Три типа волн, распространяющихся в гиперболической секансной линзе

Но не все волны, вошедшие в ГС-линзу, выйдут из нее. Если среда, в которую входят волны от источника, имеет конечные размеры вдоль оптической оси z , то пусть это будет плоскопараллельная пластина толщиной d . Тогда волны, прошедшие эту пластину, на выходе из нее будут описываться выражением:

$$E_3(x, z) = E_0 \int_{-\infty}^{\infty} T_2(\xi) \exp[-ik\xi x + ikz\sqrt{1-\xi^2}] d\xi, \quad (2.85)$$

где

$$T_2(\xi) = \begin{cases} \frac{2\sqrt{(1-\xi^2)(n^2-\xi^2)}}{2\sqrt{(1-\xi^2)(n^2-\xi^2)} \cos A - i(n^2+1-2\xi^2) \sin A}, & 0 < |\xi| < 1, \\ \frac{2\sqrt{(\xi^2-1)(n^2-\xi^2)}}{2\sqrt{(\xi^2-1)(n^2-\xi^2)} \cos A - (n^2+1-2\xi^2) \sin A}, & 1 < |\xi| < n, \\ \frac{2\sqrt{(\xi^2-1)(\xi^2-n^2)}}{2\sqrt{(\xi^2-1)(\xi^2-n^2)} \operatorname{ch} B - (n^2+1-2\xi^2) \operatorname{sh} B}, & |\xi| > n, \end{cases} \quad (2.86)$$

$$A = iB = kd(n^2-\xi^2)^{1/2}.$$

Величины $T_2(\xi)$, как и T_1 в формуле (2.80), представляют собой коэффициенты, полученные по формулам Френеля для трех различных случаев. Из (2.86) следует, что распространяющиеся от источника плоские волны ($0 < |\xi| < 1$) пройдут сквозь пластину и опять будут распространяться за пластиной под теми же углами (среда перед и после пластины – воздух $n = 1$). Поверхностные волны первого типа ($1 < |\xi| < n$) преобразуются в моды внутри плоскопараллельной пластины и в поверхностные волны на противоположной (от источника) поверхности пластины. То есть эти волны не будут распространяться в пространстве за пластиной. Поверхностные волны второго типа ($|\xi| > n$) преобразуются в поверхностные волны на ближайшей (к источнику) стороне пластины, и до противоположенной стороны пластины будут «доставать» только их экспоненциально затухающие «хвосты». Поэтому в ГС-линзе центральные лучи от источника, распространяющиеся в ГС-линзе под углами к оптической оси меньшими, чем $\theta_1 = \arcsin(1/n) \cong 17^\circ$ для $n = 3,47$,

будут проходить через линзу и далее распространяться за линзой. А поверхностные волны первого типа будут распространяться от источника в ГС-линзе как в кольцевом резонаторе [146] и не будут выходить из нее. Поверхностные волны второго типа будут распространяться от источника как поверхностные волны и ГС-линзы, рассеиваясь частично на ее острых углах, так как линза не является плоскопараллельной пластиной и ограничена по поперечным координатам. Поэтому, если считать, что фокусное пятно в ГС-линзе создается только распространяющимися волнами с максимальным наклоном, равным θ_1 , то ширина фокуса должна быть равной ($n = 3,47$; $\theta_1 = 17^\circ$) $FWHM = 0,44\lambda/n \sin \theta_1 = 0,43\lambda$. А если учесть, что в формирование фокуса вносят существенный вклад поверхностные волны первого типа, которые распространяются в ГС-линзе с максимальным наклоном к оптической оси, равным $\theta_0 = 74^\circ$, то диаметр фокусного пятна должен быть равен $FWHM = 0,44\lambda/n \sin \theta_0 = 0,132\lambda$. Эта цифра хорошо согласуется с результатами моделирования [186] и с формулой (2.82), которая, собственно, приводит к тому же результату, только другим путем. На рис. 2.19 показана характерная зависимость ширины фокусного пятна от ширины спектра плоских волн, дающих вклад в этот фокус, согласно формуле (2.82).

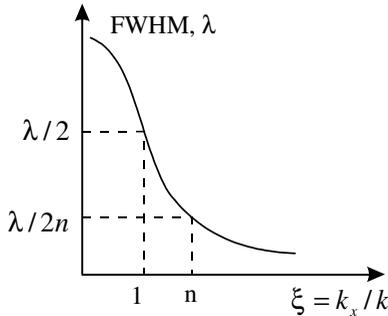


Рис. 2.19 Зависимость диаметра изображения точечного источника (2.82) от ширины спектра плоских волн, включая поверхностные исчезающие волны, достигающие плоскости изображения

Таким образом, если моделирование покажет, что диаметр пятна в ГС-линзе меньше дифракционного предела в среде (2.83), то это означает, что в формировании этого фокусного пятна участвуют поверхностные волны второго типа.

Числовые апертуры оптики ближнего поля

Сравним числовые апертуры линз ближнего поля (SIL и NAIL) и ГС-линзы. Пусть в вакууме распространяется сходящийся световой пучок с числовой апертурой $NA = \sin \theta$, где θ – максимальный угол, который обра-

зуют лучи этого пучка с оптической осью. Если такой пучок войдет в среде с показателем преломления n и плоской границей раздела сред, то его числовая апертура не изменится $NA = n \sin \beta = \sin \theta$, где β – максимальный угол лучей этого пучка в среде. Для того чтобы увеличить числовую апертуру исходного пучка используют SIL. Это полусфера из материала с показателем преломления n , расположенная своей сферической поверхностью к падающим лучам таким образом, чтобы лучи падали на эту поверхность нормально (рис. 2.20а). Тогда лучи сходящегося пучка соберутся в фокус в центре полусферы и числовая апертура светового пучка внутри этой полусферы будет равна $NA_{SIL} = n \sin \theta$. Таким образом с помощью оптики ближнего поля (ближнее поле потому, что фокус формируется на плоской поверхности полусферы) можно в n раз увеличить числовую апертуру исходного светового пучка, или в n уменьшить диаметр фокусного пятна.

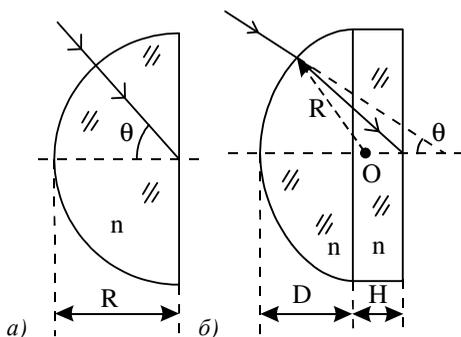


Рис. 2.20 Схема падения и преломления лучей в SIL (а) и NAIL (б)

Другой тип линзы ближнего поля – NAIL позволяет еще более увеличить числовую апертуру пучка. В отличие от SIL на пути лучей сходящегося светового пучка располагается сегмент сферы (меньше полусферы). При этом лучи должны падать на сферическую поверхность таким образом, чтобы их угол с оптической осью был меньше угла, образованного с этой осью нормалью к сферической поверхности, проходящей через точку пересечения луча со сферой. При этом к сегменту сферы следует добавить цилиндр радиусом как у сферы и высотой H , сделанный из того же материала, что и сфера. Цилиндр подбирается таким образом, чтобы лучи фокусировались как раз на пересечении его задней плоскости с оптической осью. Пусть сфера (шар) имеет радиус R , высота сегмента $D < R$, тогда если высота цилиндра находится из уравнения $D + H = R(1 + 1/n)$, то фокус сформируется на выходной (для лучей) плоскости цилиндра (рис. 2.20б). На рис.2.20б видно, что луч преломляется в линзе и пересекает оптическую ось.

скую ось под углом, большим, чем угол θ у падающего на линзу луча. При этом, если числовая апертура падающего на NAИЛ светового пучка была равна $NA = \sin\theta$, то числовая апертура пучка лучей в цилиндре, сходящихся на выходной плоской поверхности будет равна $NA_{NAИЛ} = (n^2 - \cos^2\theta)^{1/2}$. Можно показать, что $NA_{NAИЛ} \geq NA_{СИЛ}$. Если сравнить эти числовые апертуры с числовой апертурой ГС-линзы $NA = (n^2 - 1)^{1/2} = n \sin\theta_0$, то различие будет не большое: максимальная числовая апертура для рефракционной оптики ближнего поля $NA_{NAИЛ} = NA_{СИЛ} = n = 3,47$ отличается от числовой апертуры градиентной линзы $NA = (n^2 - 1)^{1/2} = 3,32$ всего на 5%. Однако заметим, что линзы СИЛ и NAИЛ только собирают свет от источника и преобразуют поверхностные волны первого типа в распространяющиеся волны, но не фокусируют собранный свет. Для последующей фокусировки требуется дополнительная рефракционная оптика. В отличие от этого ГС-линза и собирает свет от источника и фокусирует его на своей выходной поверхности.

Уменьшение фокусного пятна с помощью модуляции показателя преломления

В недавних работах [196, 197] показано численно, что с помощью субволновых дифракционных решеток можно поверхностные волны от источника преобразовать в распространяющиеся волны и достичь сверхразрешения $\lambda/20$. В [197] для этого использовались неограниченные по апертуре, уложенные друг на друга, несколько дифракционных решеток с разным субволновым периодом, а в [197] использовалась металлическая субволновая дифракционная решетка с очень большой диэлектрической проницаемостью ($\epsilon = -100$). Однако, в этих работах не использовался оптический элемент для фокусировки или изображения. Моделирование с помощью программы FullWAVE, реализующей FDTD- метод, показало, что добавление к градиентной ГС-линзе субволновой дифракционной решетки или выполнение ГС-линзы в бинарном виде с субволновыми неоднородностями приводит к уменьшению ширины фокусного пятна на 10% и 20%.

На рис. 2.21 показан в серых тонах профиль показателя преломления ГС-линзы (а) и распределение интенсивности на выходе из линзы (б). Ширина фокусного пятна на рис. 2.21б равна $FWHM = 191 \text{ нм} = 0,123\lambda$, $\lambda = 1,55 \text{ мкм}$. Это значение немного меньше дифракционного предела в кремнии (2.83), что доказывает, что в формировании фокусного пятна в ГС-линзе участвуют поверхностные волны второго типа.

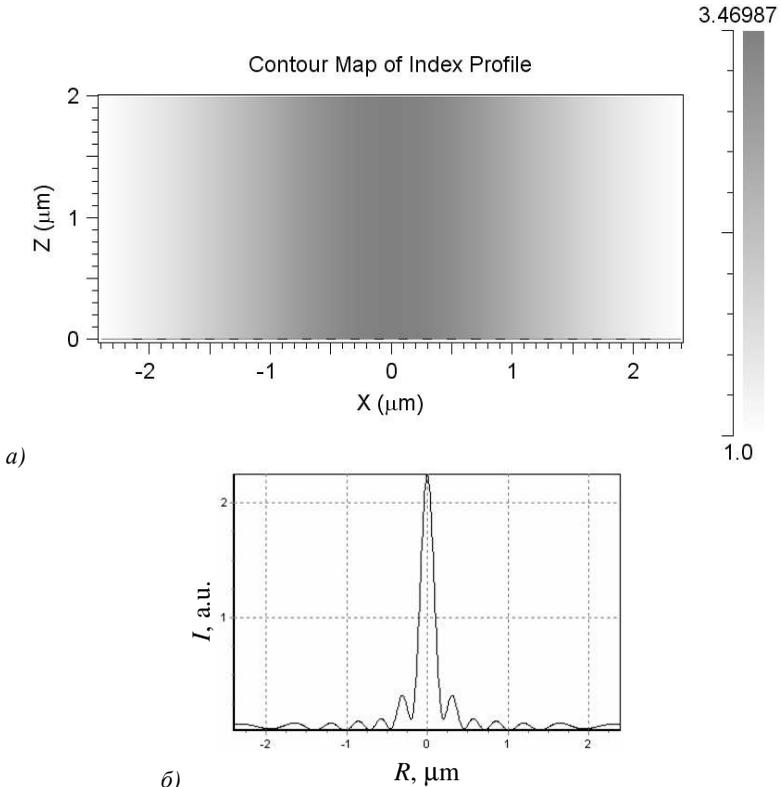


Рис. 2.21 Распределение показателя преломления в градиентной ГС-линзе (а) (на оси показатель преломления 3,47), горизонтальный размер 4,8 мкм, вертикальный - 2 мкм. Свет распространяется вертикально. И поперечное распределение интенсивности $|E|^2$ на выходе из линзы (на расстоянии 10 нм от нее) (б)

На рис. 2.22а показана та же ГС-линза, что и на рис. 2.21, но в верхней ее части (на выходе) имеется субволновая дифракционная решетка, а на рис. 2.22б показано распределение интенсивности на выходе из этой линзы. Ширина фокусного пятна на рис. 2.22б равна $\text{FWHM} = 177 \text{ нм} = 0,114\lambda$. Это на 8 % меньше, чем ширина фокуса на рис. 2.21б и на 10% меньше дифракционного предела (2.83).

Рассмотрим двумерную зонную линзу, размеры зон которой подобраны таким образом, что эффективный показатель преломления описывается формулой (2.81). Такую зонную линзу будем называть бинарной ГС-линзой.

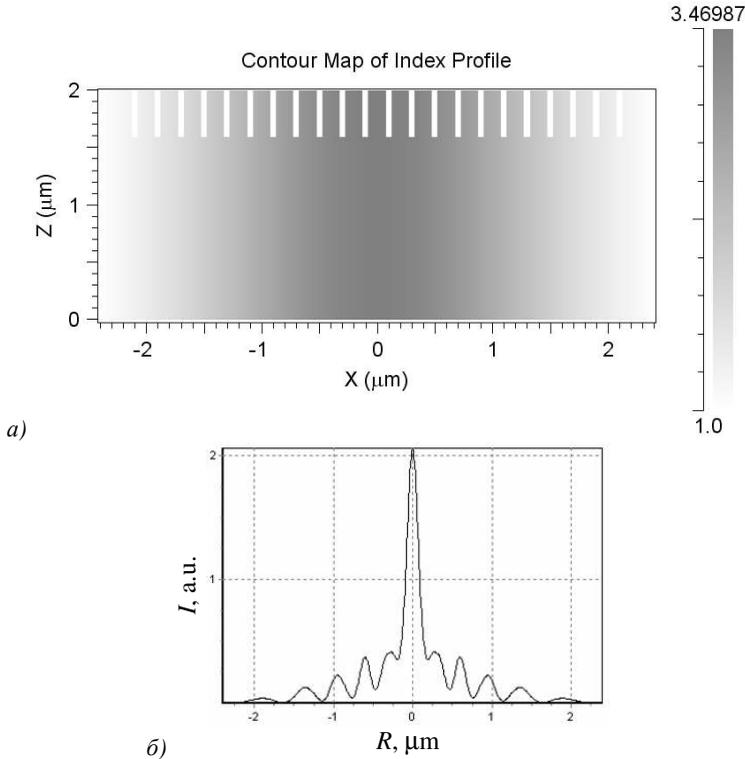


Рис. 2.22 Распределение показателя преломления в градиентной ГС-линзе (а) (на оси показатель преломления 3,47), горизонтальный размер 4,8 мкм, вертикальный - 2 мкм. В верхней части ГС-линзы имеется дифракционная решетка глубиной 0,4 мкм с периодом 0,2 мкм и шириной канавок 0,05 мкм (внутри канавок – воздух). Свет распространяется снизу вверх. И поперечное распределение интенсивности $|E|^2$ на выходе из линзы (на расстоянии 10 нм от нее) (б)

На рис. 2.23 показан профиль градиентной и соответствующей ей бинарной ГС-линзы. Радиус бинарной линзы разбит на отрезки $[x_m, x_{m+1}]$, $m = 0, 1, 2, \dots, M$, в каждом из которых подобрана точка $x_m < x_m^b < x_{m+1}$ такая, что на отрезке $[x_m, x_m^b]$ материал линзы – кремний, а на отрезке $[x_m^b, x_{m+1}]$ – воздух. Точка x_m^b выбирается так, чтобы аппроксимировать показатель преломления (2.81):

$$\int_{x_m}^{x_{m+1}} n(x) = n_0(x_m^b - x_m) + 1 \cdot (x_{m+1} - x_m^b). \tag{2.87}$$

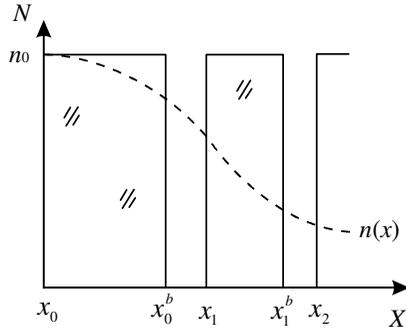


Рис. 2.23 Профили показателя преломления градиентной (пунктирная линия) и соответствующей ей бинарной (сплошная линия) ГС-линз. Штрихованные области – кремний

На рис. 2.24а показана бинарная ГС-линза, полученная по формуле (2.87) для линзы на рис. 2.21а, а на рис. 2.24б - распределение интенсивности в фокусе на выходе из этой линзы. Ширина фокусного пятна на рис. 2.24б равна $\text{FWHM} = 159 \text{ нм} = 0,102\lambda$. Это на 17 % меньше, чем ширина фокуса на рис. 2.21б и на 20% меньше дифракционного предела (2.83). То есть в формировании фокусного пятна (рис. 2.24б) на выходе бинарной ГС-линзы, согласно графику на рис. 2.19 на 20% вносят вклад поверхностные волны второго типа ($k_x > nk$).

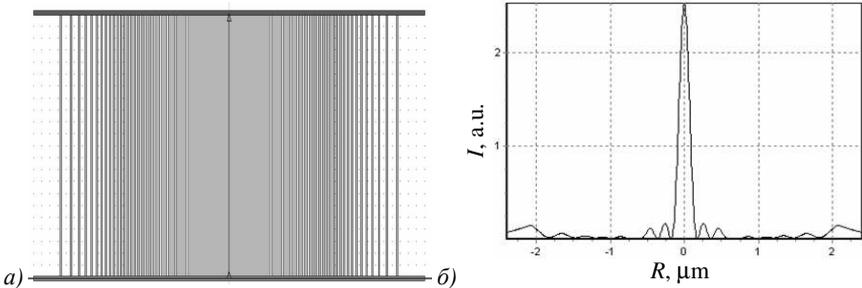


Рис. 2.24 Бинарная ГС-линза (а) (показатель преломления 3,47), горизонтальный размер 4,8 мкм, вертикальный – 2 мкм, минимальная канавка – 20 нм (внутри канавок – воздух). Свет распространяется вертикально. И поперечное распределение интенсивности $|E|^2$ на выходе из линзы (на расстоянии 10 нм от нее) (б)

В данном параграфе получены следующие результаты [198]: в интегральном представлении амплитуды ТЕ-волны светового поля от точечного источника в 2D среде и за плоскопараллельной пластиной выделены три слагаемых, описывающих три типа световых волн: распространяющиеся волны и поверхностные (неоднородные затухающие) волны первого и вто-

рого типов; произведено сравнение числовых апертур рефракционных линз ближнего поля (SIL, NAIL) и планарной гиперболической секансной линзы и показано, что они близки между собой и отличаются для кремния всего на 5%; моделированием с помощью программы FullWAVE показано, что добавлением к градиентной гиперболической секансой линзе субволновой дифракционной решетки, или замена такой линзы ее бинарным аналогом приводит к уменьшению ширины фокусного пятна на 10% и 20% по сравнению с дифракционным пределом в данной среде; это означает, что в формировании субволнового фокусного пятна на выходе ГС-линзы на 10% и 20% дают вклад поверхностные волны второго типа.

2.4 Субволновая локализация света в волноводных структурах

Субволновая локализация света в волноводах и резонаторах активно изучается последнее десятилетие в связи с миниатюризацией оптоэлектронных устройств систем телекоммуникаций, оптических датчиков, оптических логических устройств, фильтров, делителей пучка и т.д. В [199-204] рассматриваются субволновые диэлектрические круглые волокна и планарные волноводы, а также полые волокна и волноводы со щелью. В [199] найдены критические диаметры кварцевого и кремниевого волокон, при уменьшении которых в этих волокнах распространяется только одна гибридная мода HE_{11} . Приводятся также расчетные зависимости доли энергии световой моды, сосредоточенной внутри проволочного субволнового волокна. Показано, что с уменьшением диаметра волокна эта доля энергии уменьшается. В [200] исследовался полый круглый диэлектрический субволновый волновод. Показано, что при достаточно малом отверстии (диаметром 20 нм) вдоль оси кварцевого волокна (диаметром 200 нм) интенсивность света в 1,33 раза больше окружающей интенсивности, хотя большая часть энергии распространяется за пределами волокна в виде поверхностной волны, которая медленно затухает с расстоянием (диаметр всей моды около 2 мкм). В [201, 202] теоретически и экспериментально исследовалась локализация света в планарном диэлектрическом субволновом волноводе (кремний на диэлектрике) со щелью. Показано, что отношение амплитуды ТМ-волны в центре щели и в самом волноводе пропорционально квадрату показателя преломления волновода и равно 12 для кремния. ТМ-мода, распространяющаяся в волноводе со щелью, полностью заполняет эту щель шириной 50-100 нм (световая энергия в щели до 30%) в кремниевом волноводе шириной 400-500 нм (длина волны 1550 нм). В [203, 204] моделируется взаимное влияние мод в двух близко расположенных щелевых волноводах и влияние на локализацию моды в щели волновода его искривленность и смещение щели от центра волновода. В работах [205-214] исследуются устройства нанофотоники, которые

включают кольцевые и дисковые микрорезонаторы. Такие устройства используются в качестве фильтров, мультиплексоров, модуляторов излучения и оптических датчиков жидких сред. В [205] с помощью дискового микрорезонатора из кремния радиусом 23 мкм на длине волны 1564 нм получено затухание света в волноводе 30 дБ, а добротность резонатора равна 1350. В [206] на основе кольцевого резонатора диаметром 55 мкм на резисте SU-8 и планарного волновода шириной 5 мкм был создан узкополосный фильтр (ширина полосы 0,01 нм) для длин волн в диапазоне 1300–1500 нм. При этом кольцевой резонатор обладал очень высокой добротностью $Q = 130000$. Еще более качественный резонатор ($Q = 139000$) описан в [208]. Этот резонатор на кремнии имел также рекордно низкие потери (1,9 дБ/см): его радиус 20 мкм, а зазор между резонатором и волноводом – 250 нм. В [209] оценили коэффициент связи (7%) между кольцевым резонатором радиусом 5 мкм в кремнии и волноводом шириной 450 нм и высотой 250 нм. Зазор между волноводом и резонатором был равен 200 нм, длина волны 1550 нм. Это устройство было использовано как логический элемент и работало со скоростью 300 Мбит/с. В [213] дисковый микрорезонатор на Si_3N_4 радиусом 15 мкм использовался в качестве датчика алкоголя и различал изменение показателя преломления жидкости на величину 10^{-4} . В [214] исследовался нелинейный эффект оптической бистабильности в кольцевом микрорезонаторе.

В [215–221] исследовалось прохождение плазмонов (поверхностных волн) в металлических круглых субволновых волокнах, планарных металлических волноводах и волноводах со щелью. В [217] моделируется взаимодействие двух плазмонов, распространяющихся в двух параллельных щелях шириной 30 нм в металле ($\varepsilon = -15,7 + i0,94$). Длина волны 633 нм. Показано, что длина взаимодействия между двумя такими щелями равна 330 нм. На основе набора таких nanoщелей можно конструировать элементы дискретной плоской оптики. В [218, 219] моделировались повороты на 90 и 180 градусов с помощью nanoщелей в металлических пленках. Показано, что плазмон в щели пленки серебра ($\varepsilon = -16,22 + i0,52$) толщиной 200 нм (длина волны света 633 нм) проходит поворот в 90 градусов с эффективностью более 80%. В [222, 223] рассмотрены плазмонные фильтры на основе распространения света в Т-образных nanoщелях в металле. Показано, что Т-образные заглушки в nanoщели (ширина щели 50 нм, длина заглушки 285 нм, $\text{Re } \varepsilon = -12,7$, $\lambda_{\text{света}} = 1550$ нм, $\lambda_{\text{плаз}} = 1300$ нм) позволяют осуществить затухание плазмона на 40 дБ.

Заметим, что во всех перечисленных работах не исследовался специально вопрос о ширине (или диаметре) световых полей, локализованных в субволновых волокнах, волноводах, щелях и резонаторах.

В данном параграфе с помощью программ FullWAVE (RSoft) и Fimmwave (Photon Design) проведено моделирование распространения света в субволновых (наноразмерных) устройствах фотоники с целью выяснения минимально достижимых размеров световых полей, локализованных в этих устройствах. Моделирование показало, что в градиентных планарных кремниевых волноводах фундаментальная ТЕ-мода имеет ширину по полуспаду интенсивности $0,09\lambda$; гибридная HE₁₁ мода в полом кварцевом круглом ступенчатом волокне может иметь диаметр по полуспаду интенсивности $0,03\lambda$; фундаментальная ТМ-мода в нанощели в субволновом кремниевом планарном волноводе имеет ширину по полуспаду интенсивности $0,065\lambda$. Показано, что планарная секансная градиентная линза разрешает два точечных источника, разделенных расстоянием $0,15\lambda$; планарная градиентная линза «рыбий глаз» с зеркальными стенками изображает источник диаметром $0,1\lambda$ как пятно с диаметром $0,18\lambda$. Впервые предложено использовать планарную градиентную секансную линзу в качестве кольцевого микрорезонатора. Показано, что такая линза размером $6,5 \times 5,34$ мкм связывает два планарных субволновых волновода шириной 386 нм с эффективностью 79% (аналогичный кольцевой кремниевый резонатор имеет эффективность – 71%). В планарном металлическом субволновом волноводе свет распространяется вдоль краев волновода, проникая в волновод на величину, например, для серебра $0,039\lambda$. Показано также, что в нанощели в серебряной пленке распространяется ТМ-мода, полностью заполняющая щель шириной 50 нм (ширина моды $0,11\lambda$). Однако при распространении поверхностных плазмонов в металлических волноводах и щелях они быстро затухают, в отличие от мод в диэлектрических волноводах.

Градиентный секансный планарный волновод

В [167] для планарного градиентного секансного волновода с зависимостью показателя преломления от поперечной координаты в виде:

$$n(x) = n_0 \operatorname{ch}^{-1} \left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}} \right), \quad (2.87)$$

где n_0 – показатель преломления на оси z , k – волновое число света в вакууме, получено общее решение для ТЕ-моды, а также приведено частное решение [161]:

$$E_y(x, z) = \exp \left(\frac{ikn_0 z}{\sqrt{2}} \right) \operatorname{ch}^{-1} \left(\frac{kn_0 x}{\sqrt{2}} \right), \quad (2.88)$$

где $E_y(x, z)$ – проекция вдоль оси y электрического вектора ТЕ-волны. Из (2.88) следует, что ширина моды по полуспаду интенсивности в секансном волноводе (2.87) равна величине

$$FWHM = \frac{\ln(3+2\sqrt{2})}{\pi n_0 \sqrt{2}} \approx \frac{0,4\lambda}{n_0}, \quad (2.89)$$

где λ – длина волны света в вакууме. Радиус волновода (2.87) по критерию $n(R) = 1$ находился из формулы:

$$R = \frac{\lambda}{\sqrt{2\pi n_0}} \operatorname{arcch}(n_0). \quad (2.90)$$

Для конкретных параметров: $n_0 = 3,47$ (кремний), $\lambda = 1,55$ мкм из (2.89) и (2.90) получим:

$$\begin{aligned} FWHM &= 0,15\lambda, \\ R &= 193 \text{ нм} = 0,125\lambda. \end{aligned} \quad (2.91)$$

На рис. 2.25 показан результат моделирования программой FullWAVE распространения ТЕ-волны через градиентный секансный планарный волновод (2.87) с параметрами: $n_0 = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, $R = 193$ нм.

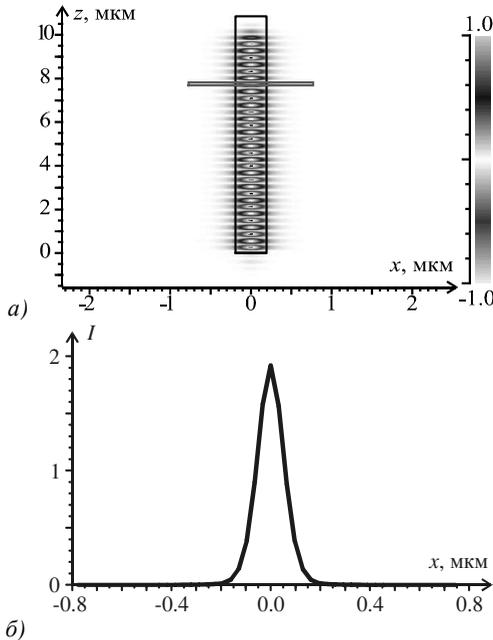


Рис. 2.25 Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ (а) и усредненная по времени интенсивность вдоль оси x в плоскости экрана (горизонтальная линия на рисунке 2.25а) (б)

Ширина моды (рис. 2.25б) по полуспаду интенсивности равна:

$$FWHM = \frac{\lambda}{11} = 0,09\lambda. \tag{2.92}$$

Значение (2.92) согласуется с оценкой (2.91). Из рис. 2.25б также видно, что почти вся энергия моды сосредоточена внутри волновода. Чтобы практически ввести свет в субволновый секансный волновод (2.87), можно воспользоваться градиентной секансной линзой [161]. На рис. 2.26а показана мгновенная картина реальной части $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, проходящей через планарное устройство, состоящее из широкого волновода (шириной 1930 нм, $n = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм), градиентной секансной линзы [161] (ширина 1,93 мкм, $n_0 = 3,47$, длина 790 нм) и субволнового секансного волновода (ширина 386 нм, $n_0 = 3,47$).

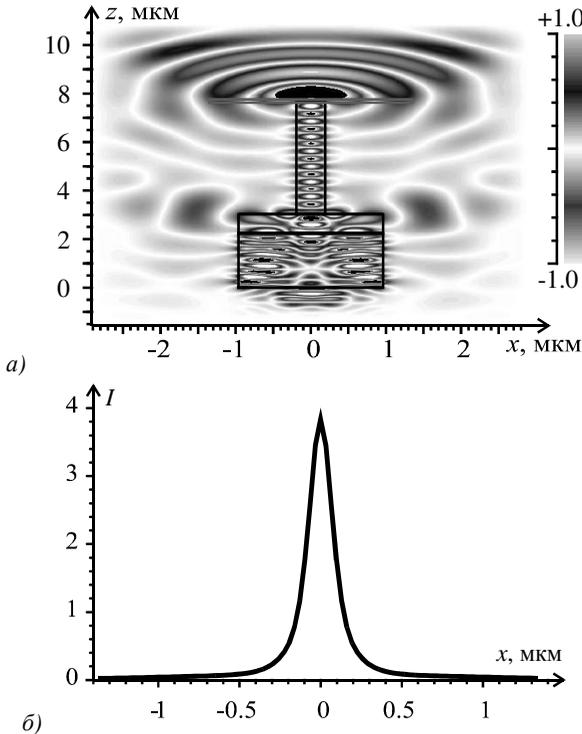


Рис. 2.26 Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, проходящей через ступенчатый волновод, градиентную секансную линзу и субволновый секансный волновод (а); сечение усредненной по времени интенсивности на выходе из субволнового волновода (б)

На рис. 2.26б показано поперечное сечение (вдоль оси x) усредненной по времени интенсивности светового поля на расстоянии $\Delta z = 10$ нм от выходного торца секансного волновода. Ширина светового поля (рис. 2.26б) в вакууме по полуспаду интенсивности равна $FWHM = 0,12\lambda$.

Планарный параболический волновод

В [167] показано, что в планарном параболическом волноводе с зависимостью показателя преломления от поперечной координаты

$$n(x) = n_0 \left[1 - \left(\frac{\pi n_0 x}{\lambda} \right)^2 \right]^{1/2}, \tag{2.93}$$

где n_0 – показатель преломления на оси z , распространяется Гауссова ТЕ-мода с амплитудой

$$E_y(x, z) = \exp \left[\frac{ikn_0 z}{\sqrt{2}} - \left(\frac{\pi n_0 x}{\lambda} \right)^2 \right]. \tag{2.94}$$

Из (2.94) следует, что ширина Гауссовой ТЕ-моды по полуспаду интенсивности равна:

$$FWHM = \frac{\sqrt{\ln 4}}{\pi n_0} \lambda \approx \frac{0,38\lambda}{n_0}, \tag{2.95}$$

а радиус волновода по критерию $n(R) = 1$ равен

$$R = \frac{\sqrt{n_0^2 - 1}}{\pi n_0^2} \lambda. \tag{2.96}$$

В случае, если $n_0 = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, вместо (2.95) и (2.96) получим:

$$\begin{aligned} FWHM &= 0,109\lambda, \\ R &= 136 \text{ нм} = 0,087\lambda. \end{aligned} \tag{2.97}$$

На рис. 2.27а показана мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, распространяющейся вдоль квадратичного планарного волновода ($n = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, $R = 136$ нм), а на рис. 2.27б показана усредненная интенсивность вдоль оси x .

Из сравнения рис. 2.25б и 2.27б видно, что вид сечения интенсивности мод секансного и параболического волноводов почти одинаковый. Отличие только в значении максимальной интенсивности на оптической оси. Ширина Гауссовой моды (рис. 2.27б) такая же, как и секансной моды (рис. 2.25б) и равна $FWHM = 0,09\lambda$ (см. (2.94)).

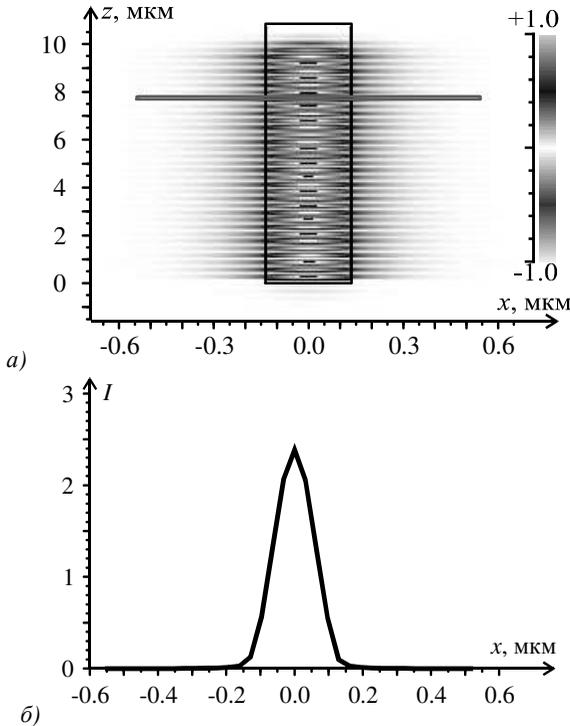


Рис. 2.27 Расчет программой FullWAVE распространения TE-волны в параболическом волноводе: мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ (а); усредненная интенсивность вдоль оси x (б)

Это значение также согласуется с теоретической оценкой (2.97). Заметим, что хотя ширина квадратичного волновода (272 нм) на 30% меньше, чем секонского (386 нм), ширина обеих мод, распространяющихся в этих волноводах, одинакова.

Ступенчатый планарный волновод (TE поляризация)

Пусть ступенчатый планарный волновод с показателем преломления n и шириной $2a$ окружен воздухом с единичным показателем преломления. Такие узкие безоболочечные волноводы называют иногда проволочными [199]. Фундаментальная TE-мода в таком волноводе имеет амплитуду вида:

$$\begin{cases} E_{y1}(x, z) = \cos(\alpha x) \exp(i\beta z), & |x| < a, \\ E_{y2}(x, z) = \cos(\alpha a) \exp[-\gamma(|x| - a) + i\beta z], & |x| > a, \end{cases} \quad (2.98)$$

где $\beta^2 = n^2 k^2 - \alpha^2 = k^2 + \gamma^2$, β – константа распространения моды. Дисперсионное уравнение имеет вид:

$$\xi \operatorname{tg} \xi = \sqrt{k_0^2 - \xi^2}, \quad (2.99)$$

где $\xi = \alpha a$, $k_0 = ka(n^2 - 1)^{1/2}$. Первый корень ξ_0 трансцендентного уравнения (2.99) близок к $\pi/(2a)$: $\xi_0 \leq \pi/2$, поэтому параметр α фундаментальной моды можно оценить как $\alpha = \xi_0/a \approx \pi/(2a)$.

Например, при $n = 3,47$, $a = 200$ нм, $\lambda = 1550$ нм получим, что $k_0 = 2,597$ и из (2.99) приближенно найдем $\xi_0 = \alpha a \approx 1,12$. Тогда из (2.98) можно оценить ширину основной моды по полуспаду интенсивности из уравнения: $\cos^2(\alpha x_0) = 1/2$. Тогда $2x_0 = \pi/(2a) = 1,4a$. Окончательно получим оценку для ширины фундаментальной ТЕ-моды по полуспаду интенсивности:

$$FWHM = 2x_0 = 1,4a = 0,18\lambda. \quad (2.100)$$

На рис. 2.28а показана мгновенная реальная часть амплитуды ТЕ-волны в планарном ступенчатом волноводе ($n = 3,47$, $a = R = 193$ нм, $\lambda = 1,55$ мкм), а на рис. 2.28б – усредненная по времени интенсивность вдоль оси x .

Ширина ТЕ-моды по полуспаду интенсивности равна:

$$FWHM = \frac{\lambda}{6} = 0,17\lambda. \quad (2.101)$$

Значение (2.101) согласуется с оценкой (2.100). Заметим, что мода (2.100), (2.101), в отличие от секансной (2.91) и гауссовой (2.97), не преодолевает дифракционный предел в данной среде:

$$FWHM = \frac{0,5\lambda}{n} = 0,144\lambda \quad (n = 3,47). \quad (2.102)$$

Ступенчатый планарный волновод (ТМ поляризация)

Для ТМ-поляризованной основной моды в ступенчатом планарном волноводе выражения для амплитуды аналогичны (2.98), но есть и отличия:

$$\begin{cases} E_{x1}(x, z) = \frac{1}{n^2} \cos(\alpha x) \exp(i\beta z), & |x| < a, \\ E_{x2}(x, z) = \cos(\alpha a) \exp[-\gamma(|x| - a) + i\beta z], & |x| > a, \end{cases} \quad (2.103)$$

Сомножитель $(1/n^2)$ в первом уравнении (2.103) указывает на то, что поле претерпевает разрыв на границе волновода $|x| = a$. Причем величина скачка интенсивности будет пропорциональна n^4 .

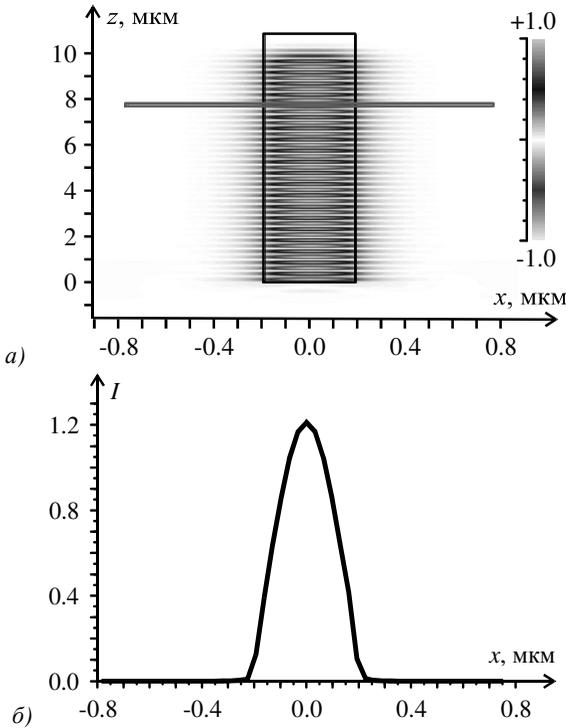


Рис. 2.28 Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ ТЕ-волны, распространяющейся в ступенчатом планарном субволновом волноводе (а) и усредненная интенсивность поперек волновода (б)

Из-за скачка поля на границе волновода, часть световой энергии ТМ-моды (существенно большая, чем для ТЕ-моды (2.98)) будет распространяться вне волновода. Это видно из рис. 2.29.

На рис. 2.29а показана мгновенная картина реальной части амплитуды $E_x(x, z)$ ТМ-волны, распространяющейся в планарном волноводе ($n = 3,47$, $\lambda = 1,55$ мкм, $a = R = 193$ нм), а на рис. 2.29б – усредненная по времени интенсивность вдоль x . На рис. 2.29б картина интенсивности не вполне симметричная (четная) из-за недостаточного числа отсчетов, приходящихся на длину волны, что не позволило точно рассчитать скачок интенсивности. Из рис. 2.29б следует, что ширина ТМ-моды по полуспаду интенсивности больше, чем ширина ТЕ-моды (2.101) и равна, примерно, ширине волновода:

$$FWHM = 2a = 0,25\lambda . \quad (2.104)$$

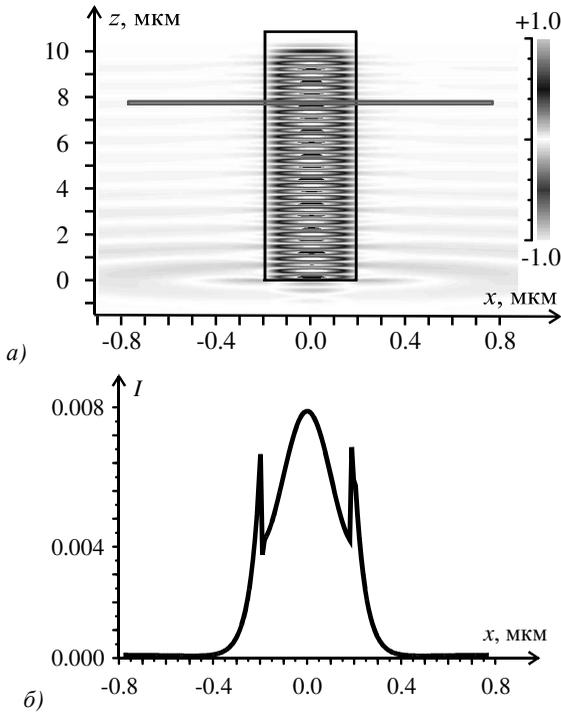


Рис. 2.29 Мгновенная картина реальной части амплитуды E_x ТМ-волны, распространяющейся в ступенчатом кремниевом планарном субволновом волноводе (а) и сечение по x усредненной интенсивности (б)

Диэлектрическое волокно с круглым сечением без оболочки

В [199] численно исследуются проволочные (субволновые) волокна из кремния и кварца с круглым сечением без оболочки. Например, для кварца (SiO_2) $n = 1,46$ и длины волны $\lambda = 633$ нм одномодовый режим наступает, если диаметр волокна $2R$ меньше 457 нм. При этом в волокне распространяется только одна гибридная мода HE_{11} , у которой отличными от нуля являются все 6 компонент электрического и магнитного векторов световой волны. Для кремния $n = 3,47$ и $\lambda = 1,55$ мкм одномодовый режим наступает, если диаметр волокна $2R$ меньше 345 нм. При диаметре волокна из кварца 400 нм внутри волокна будет распространяться около 80% световой энергии моды (остальные 20% будут распространяться в виде поверхностной волны снаружи волновода). И наоборот: при диаметре волокна из кварца 200 нм внутри него будет распространяться только 20% энергии, а остальные 80% будут распространяться снаружи волокна. Для кремниевом-

го волокна и $\lambda = 1,55$ мкм аналогичные ситуации возникнут при других диаметрах волокна: при $2R = 346$ нм в волокне будет распространяться 90% энергии, а при $2R = 264$ нм – только 10%. То есть если пытаться “захватить” моду, уменьшая диаметр волокна, то это сделать не получится, так как, например, для кремниевого волокна с диаметром 400 нм эффективный диаметр моды, содержащей 86,5% энергии, будет также равен 400 нм ($\lambda = 1,55$ мкм), а при уменьшении диаметра волокна до 200 нм – эффективный диаметр моды увеличивается до нескольких микрон. Далее приводятся результаты моделирования с помощью программы, реализующей метод согласованных синусоидальных мод [224]. Рассчитывалась основная гибридная мода круглого кварцевого волокна диаметром меньше 600 нм и для длины волны $\lambda = 633$ нм. На рис. 2.30 показана зависимость максимального значения интенсивности HE₁₁ моды на оптической оси волокна из кварца $n = 1,457$ от радиуса R волокна. Из рис. 2.30 видно, что максимальная интенсивность на оси имеет место у волокна с радиусом $R = 0,19$ мкм.

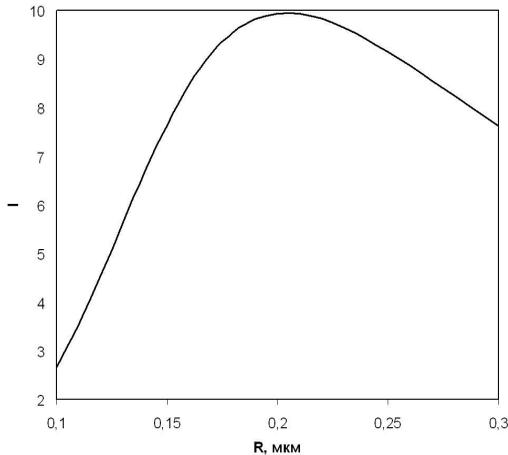


Рис. 2.30 Зависимость максимальной интенсивности HE₁₁ моды в круглом кварцевом волокне от его радиуса

На рис. 2.31 показано в полутонах распределение интенсивности HE₁₁ моды для кварцевого волокна с радиусом $R = 190$ нм ($\lambda = 633$ нм). Из рис. 2.31 видно, что хотя сечение моды внутри волокна обладает круговой симметрией, часть световой энергии моды, которая распространяется в виде поверхностной волны, за волокном не имеет круговой симметрии. Из рис. 2.31 также видно, что в горизонтальном сечении (по оси x) на границах волокна амплитуда (интенсивность) претерпевает разрыв.

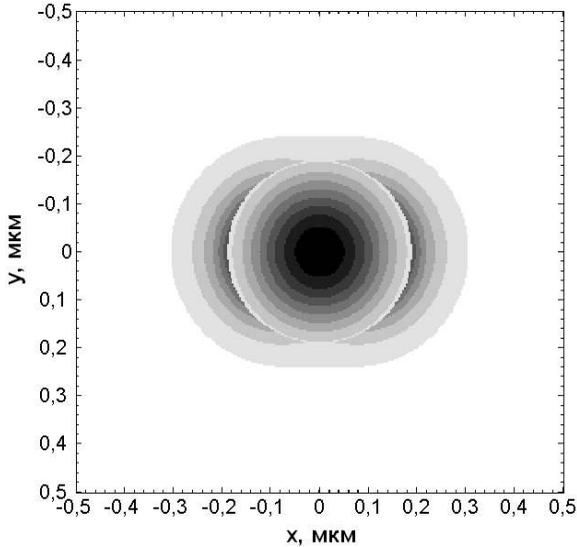


Рис. 2.31 Полутоновая картина интенсивности HE11 моды в круглом кварцевом волокне диаметром $2R = 380$ нм ($\lambda = 633$ нм)

Интенсивность HE11 моды внутри волокна пропорциональна квадрату функции Бесселя нулевого порядка:

$$I(r) \sim J_0^2\left(r\sqrt{k^2n^2 - \beta^2}\right). \quad (2.105)$$

Из (2.105) можно оценить диаметр моды по полуспаду интенсивности:

$$FWHM \approx \frac{2,4}{\sqrt{k^2n^2 - \beta^2}} \approx 0,46\lambda, \quad (2.106)$$

при $\lambda = 633$ нм, $n = 1,46$ и $\beta = 1,2k$ (для моды на рис. 2.31).

Рассчитанный программой [224] диаметр моды на рис. 2.31 был равен:

$$FWHM = 280 \text{ нм} \approx 0,44\lambda. \quad (2.107)$$

Из сравнения (2.106) и (2.107) видно, что расчет согласуется с теоретической оценкой. Световая энергия моды HE11 (рис. 2.31) распространяется внутри и снаружи волокна вдоль оси z по спирали, так как амплитуда проекции на оптическую ось электрического вектора пропорциональна выражению:

$$\begin{cases} E_{z1} \sim J_1(\alpha r) \cos \varphi, & r < R, \\ E_{z2} \sim K_1(\gamma r) \sin \varphi, & r > R, \end{cases} \quad (2.108)$$

где $\alpha = (k^2 n^2 - \beta^2)^{1/2}$, $\gamma = (\beta^2 - k^2)^{1/2}$, β – постоянная распространения, $J_1(x)$ и $K_1(x)$ – обычная и модифицированная функции Бесселя первого порядка. Если радиус волокна уменьшить до значения $R = 120$ нм, то уже только 10% энергии будет распространяться в волокне. На рис. 2.32 показано горизонтальное сечение интенсивности моды HE₁₁ для случая $R = 120$ нм, $n = 1,46$, $\lambda = 633$ нм. Из рис. 2.32 видно, что интенсивность поверхностных волн за волокном почти в два раза больше, чем максимальная интенсивность на оси волокна.

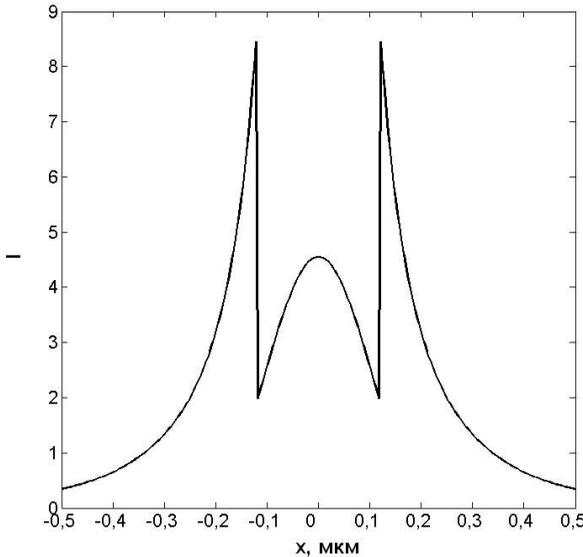


Рис. 2.32 Горизонтальное сечение интенсивности моды HE₁₁ в кварцевом круглом волокне диаметром 240 нм

Для сравнения на рис. 2.33 показаны результаты расчета гибридной моды HE₁₁ для кремниевого круглого волокна: $n = 3,47$, $R = 200$ нм, $\lambda = 1,55$ мкм. На рис. 2.33 показаны горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения интенсивности основной HE₁₁ моды, рассчитанные программой Fimmwave для круглого кремниевого волокна. Из рис. 2.33 видно, что почти вся энергия распространяется внутри волокна. Хотя небольшая часть энергии в горизонтальном сечении распространяется в виде поверхностной волны за волокном. Она придает моде эллиптическую форму.

Диаметр моды (рис. 2.33) (сечение моды по полуспаду интенсивности – круглое) равен:

$$FWHM = 250 \text{ нм} \approx 0,161\lambda . \tag{2.109}$$

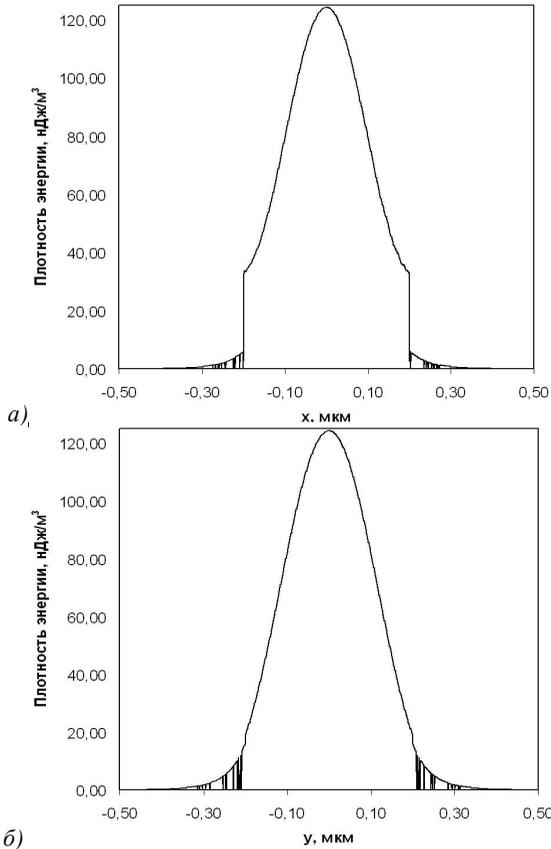


Рис. 2.33 Горизонтальное (а) и вертикальное (б) центральные сечения интенсивности основной HE₁₁ моды, рассчитанные программой Fimmwave для круглого кремниевого волокна

Оценка диаметра моды на основе формулы (2.106) дает ($\beta = 2,3k$):

$$FWHM \approx \frac{2,4}{\sqrt{k^2 n^2 - \beta^2}} \approx 0,143\lambda . \quad (2.110)$$

Небольшое рассогласование диаметров (2.109) и (2.110) можно объяснить тем, что оценка (2.110) получена на основе учета вклада только одной компоненты E -вектора (2.105), а расчет (2.109) учитывает все шесть компонент моды HE₁₁. Из сравнения (2.107) и (2.109) можно видеть, что при почти одинаковых диаметрах кварцевого ($R = 190$ нм) и кремниевого ($R = 200$ нм) волокон увеличение показателя преломления материала в

$3,47/1,46 = 2,38$ раз приводит к уменьшению диаметра HE11-моды в $0,44/0,161 = 2,73$ раза.

Полое ступенчатое круглое волокно

В [200] моделируется распространение света через субволновое проводящее круглое волокно с полый сердцевинкой. Показатель преломления выбирался в виде:

$$n(r) = \begin{cases} 1, & 0 < r < R_1, \\ n, & R_1 < r < R_2, \\ 1, & r > R_2. \end{cases} \quad (2.111)$$

Продольная проекция E -вектора моды в таком волокне описывается выражением:

$$E_z(r, \varphi, z) = \begin{cases} AI_m(n_1 r) f_m, & 0 < r < R_1, \\ [BJ_m(n_2 r) + CY_m(n_2 r)] f_m, & R_1 < r < R_2, \\ DK_m(n_3 r) f_m, & r > R_2. \end{cases} \quad (2.112)$$

где $n_1 = n_3 = (\beta^2 - k^2)^{1/2}$, $n_2 = (k^2 n^2 - \beta^2)^{1/2}$, $f_m = \cos(m\varphi + \varphi_m) \exp(i\beta z)$, (r, φ) – полярные координаты, φ_m – постоянные, m – целое число. Для полого волокна из кварца $n = 1,46$ для длины волны $\lambda = 633$ нм и $R_1 = 10$ нм, $R_2 = 100$ нм в центральной полый части волокна максимум интенсивности будет в 1,33 раза больше, чем максимальная интенсивность в самом волокне. Однако световой энергии в этой полый части будет распространяться только 0,1%, в самом волокне при этом будет распространяться 5% энергии, а вся остальная энергия (около 95%) будет распространяться в виде поверхностной волны за волокном. На рис. 2.34 показаны горизонтальные осевые сечения интенсивности основной моды в полном круглом кварцевом световоде с диаметром $2R_2 = 400$ нм и диаметром осевой полый части $2R_1 = 20$ нм.

Световое поле внутри отверстия в волокне полностью его заполняет, и можно принять, что диаметр моды внутри отверстия равен диаметру отверстия:

$$FWHM = 20 \text{ нм} \approx 0,031\lambda. \quad (2.113)$$

Из рис. 2.34 также видно, что мода HE11 не радиально-симметричная, и в центре отверстия она имеет седловую точку: по оси x – локальный минимум интенсивности, а по оси y – локальный максимум.

На рис. 2.35а показан увеличенный центральный фрагмент горизонтального сечения интенсивности моды HE11 (рис. 2.34а). Видно, что внутри отверстия диаметром 20 нм мода имеет довольно сложную структуру, и размер некоторых ее локальных фрагментов можно оценить в половину отверстия, и даже меньше.

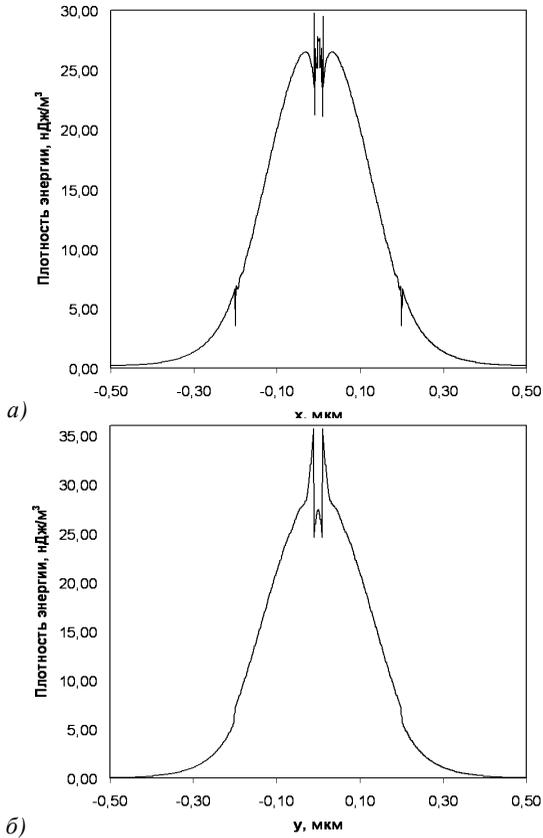


Рис. 2.34 Осевые горизонтальное(а) и вертикальное (б) сечения основной моды полого кварцевого круглого волокна, рассчитанные программой *Fimwave*. Радиус волокна $R_2 = 200$ нм, а радиус осевого отверстия $R_1 = 10$ нм ($\lambda = 633$ нм)

На рис. 2.35б показана зависимость интенсивности НЕ11 моды на оси полого кварцевого круглого волокна от отношения радиусов отверстия и волокна. Из рис. 2.35 видно, что интенсивности на оси увеличивается с уменьшением радиуса волокна R_2 и уменьшением радиуса отверстия R_1 .

Для сравнения приведем результаты моделирования с помощью программы *Fimwave* для кремниевого волокна.

На рис. 2.36 показаны горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения основной моды полого круглого кремниевого волновода. Эффективный индекс моды $\beta/k = 2,2769$. Из рис. 2.36 можно видеть, что вдоль внутренних стенок отверстия световое поле претерпевает резкие перепады интенсивности.

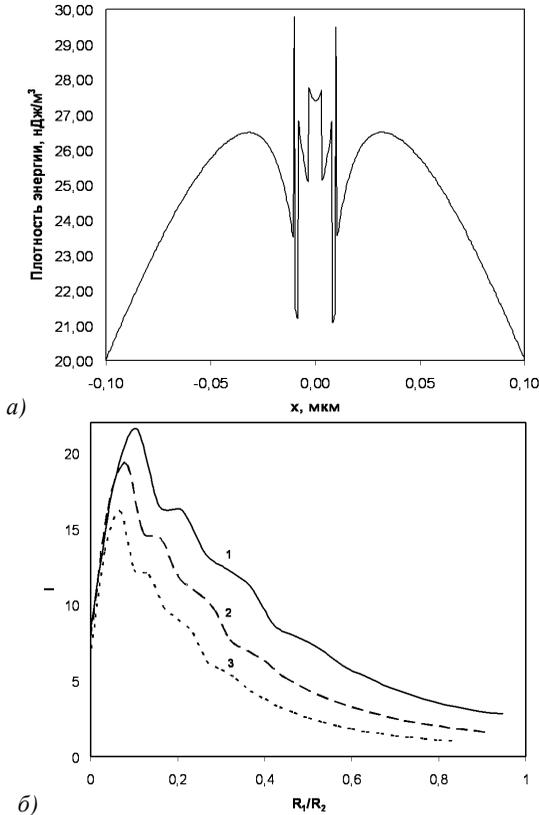


Рис. 2.35 Осевое горизонтальное сечение интенсивности основной моды на рис. 2.34а (а) и зависимости интенсивности HE11 моды на оптической оси полого круглого кварцевого волокна ($\lambda = 633$ нм, $n = 1,46$) от отношения радиусов отверстия и волокна при разных радиусах волокна: $R_2 = 190$ нм (кривая 1), $R_2 = 250$ нм (кривая 2), $R_2 = 300$ нм (кривая 3)

Оценим грубо диаметр моды, локализованной в отверстии, равным диаметру отверстия, тогда:

$$FWHM = 20 \text{ нм} \approx 0,013\lambda . \tag{2.114}$$

Заметим, что интенсивность или плотность энергии на рис. 2.34 и 2.36 (и в других местах, если специально не оговорено) вычисляется по формуле:

$$I(x, y) = (1/4) \left[\epsilon |E(x, y)|^2 + \mu_0 |H(x, y)|^2 \right].$$

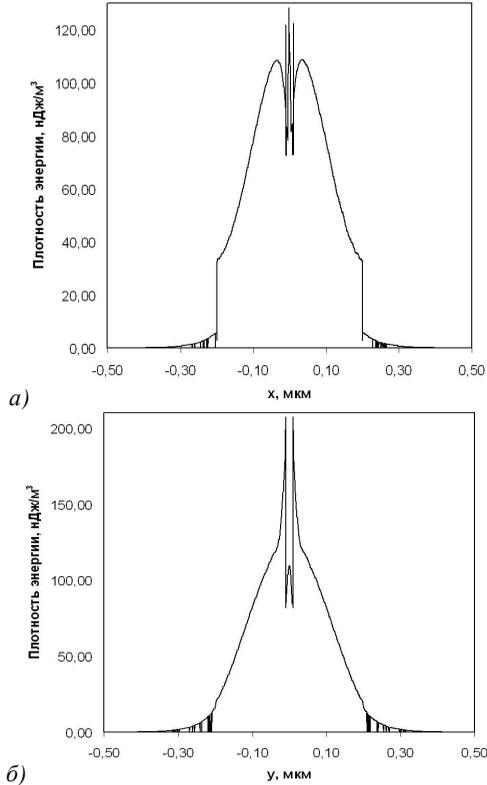


Рис. 2.36 Осевые горизонтальное (а) и вертикальное (б) сечения интенсивности основной моды в полном круглом кремниевом ($n = 3,47$) волокне с радиусом волокна $R_2 = 200$ нм и радиусом отверстия $R_1 = 10$ нм ($\lambda = 1550$ нм)

Из сравнения рис. 2.34 и рис. 2.36 видно, что максимальные значения интенсивности в кремниевом волокне в 6 раз больше, чем в аналогичном кварцевом. Следует обратить внимание на тонкую структуру HE₁₁ моды вне кремниевого волокна (рис. 2.33 и рис. 2.36): масштаб модуляции поверхностной волны (внешняя часть моды) не ограничен дифракционным пределом и может быть любой малой величиной.

Ступенчатый планарный волновод со щелью

Ранее был рассмотрен ступенчатый планарный субволновый волновод. Было показано, что ширина фундаментальной TE-моды по полуспаду интенсивности может быть равна $\text{FWHM} = 0,17 \lambda$ (см. (2.101)) для кремниевого волновода шириной $2R = 386$ нм. В этом параграфе приводятся результа-

ты моделирования для планарного волновода со щелью. В [201] рассмотрено распространение света с ТМ-поляризацией в щелевом планарном волноводе с показателем преломления:

$$n(x) = \begin{cases} 1, & 0 < |x| < a, \\ n, & a < |x| < b, \\ 1, & |x| > b, \end{cases} \quad (2.115)$$

где $2a$ – ширина щели и $2b$ – ширина волновода. Проекция амплитуды E -вектора на поперечную ось X для фундаментальной ТМ-моды имеет вид:

$$E_x(x, z) = e^{i\beta z} \begin{cases} ch(\gamma|x|), & 0 < |x| < a, \\ n^{-2}ch(\gamma a)\cos[\alpha(|x|-a)] + \frac{\gamma}{\alpha}sh(\gamma a)\sin[\alpha(|x|-a)], & a < |x| < b, \\ \{ch(\gamma a)\cos[\alpha(b-a)] + \frac{n^2\gamma}{\alpha}sh(\gamma a)\sin[\alpha(b-a)]\} \times \\ \exp(-\gamma(|x|-b)), & |x| > b, \end{cases} \quad (2.116)$$

где $\beta^2 = k^2 n^2 - \alpha^2 = k^2 + \gamma^2$ постоянная распространения. Из (2.116) можно видеть, что амплитуда $E_x(x, y)$ терпит разрывы при $|x| = a$ и $|x| = b$. Причем интенсивность моды внутри волновода меньше, чем внутри щели и сразу за волноводом. На рис. 2.37а показана картина реальной части амплитуды $E_x(x, y)$ света, распространяющегося в щелевом планарном волноводе ($n=3,47$, $\lambda=1,55$ мкм, $2a=101$ нм, $2b=537$ нм).

На рис. 2.37б и 2.37в показаны модуль проекции на ось Z вектора Умова-Пойнтинга и усредненная интенсивность в поперечном сечении вдоль оси X . Причем, интенсивность на рис. 2.37в (в отличие от рисунков 2.34 и 2.36) вычислялась без умножения квадрата модуля напряженности электрического поля на диэлектрическую проницаемость среды. Из рис. 2.37в видно, что мода внутри щели заполняет ее полностью, поэтому эффективная ширина моды по полуспаду интенсивности равна ширине щели:

$$FWHM = 101_{\text{мкм}} = 0,065\lambda. \quad (2.117)$$

Заметим, что если рассматривать щель в $3D$ ступенчатом волноводе с прямоугольным сечением, то получим результат, аналогичный результату из рис. 2.37в. Чтобы использовать этот узкий пучок света в щели в практических целях надо знать, как расходится мода на рис. 2.37 после волновода.

Из рис. 2.38б видно, что если внутри волновода ширина моды равна $0,065\lambda$ (см. (2.117)), то на расстоянии 25 нм после волновода ширина моды будет уже $0,1\lambda$, а на расстоянии 250 нм от волновода – $0,4\lambda$.

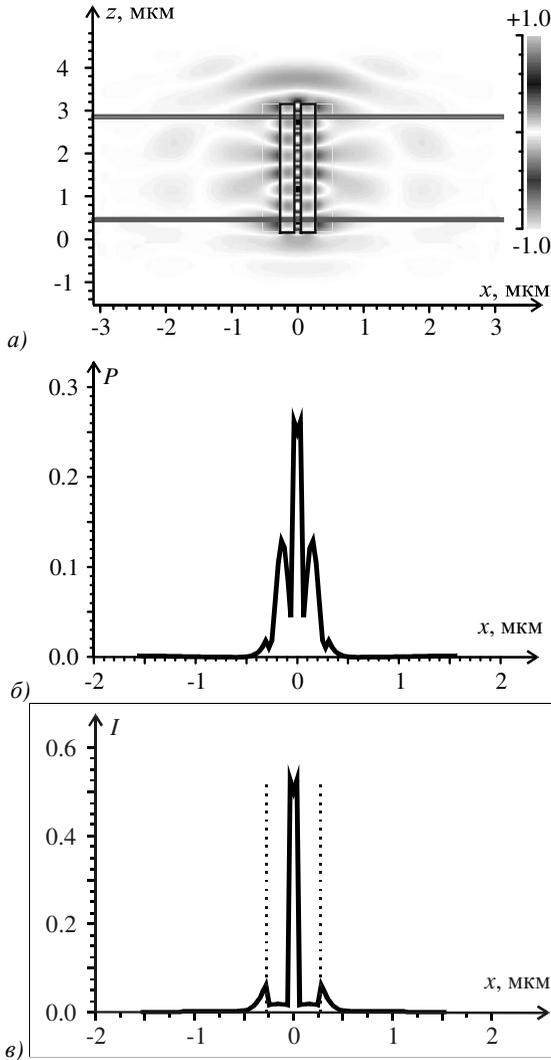


Рис. 2.37 Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_x(x,y)$ ТМ-волны в щелевом планарном волноводе (а), мощность моды в сечении волновода (модуль проекции на ось Z вектора Умова-Пойнтинга) (б) и поперечное сечение интенсивности моды (в).

В [201] приведены результаты моделирования еще более узкой щели в планарном волноводе, и показано, что для щели шириной $2a=50$ нм шири-

на ТМ-моды по полуспаду интенсивности также будет равна ширине щели $FWHM=50 \text{ нм}=0,032\lambda$.

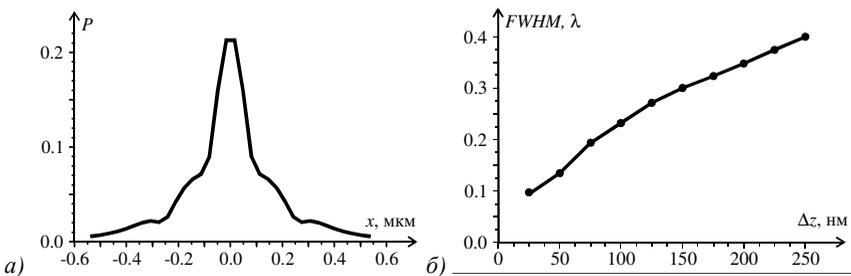


Рис. 2.38 Усредненная по времени мощность (продольная проекция величины Умова-Пойнтинга) для светового поля ТМ-волны на рис. 2.37 после волновода на расстоянии $\Delta Z=25 \text{ нм}$ (а) и зависимость ширины светового поля по полуспаду интенсивности (в длинах волн λ) от расстояния ΔZ до волновода (б).

На рис. 2.38а показана мощность ТМ-волны после волновода на расстоянии от него 25 нм, а на рис. 2.38б показана зависимость ширины моды после волновода от расстояния ΔZ до волновода.

Часть световой энергии, сосредоточенной в такой узкой щели, будет составлять 25% от энергии всей моды ($n=3,47, \lambda=1,55, b=205 \text{ нм}$). В наших исследованиях (рис. 2.37) в щели размером $2a=101 \text{ нм}$ было сосредоточено 28% энергии, но не от всей моды. Так как часть энергии освещающего волновод Гауссова пучка отразилась от торца волновода (около 12%), а часть энергии прошла мимо волновода (около 10%). Заметим, что свет будет распространяться и в более узкой щели, вплоть до щели шириной $2a=20 \text{ нм}$, но при этом только 5% от энергии моды будет сосредоточена в щели. Далее покажем, что в случае ТЕ-моды, распространяющейся вдоль щелевого волновода (2.115), в щели возникает только локальный минимум, а максимума не возникает. Это следует из выражений для комплексной амплитуды проекции Е-вектора основной моды на ось, перпендикулярную плоскости волновода:

$$E_y(x, z) = e^{i\beta z} \begin{cases} \frac{\cos(\alpha a + \phi)}{ch\gamma a} ch\gamma|x|, |x| < a, \\ \cos(\alpha|x| + \phi), a < |x| < b, \\ \cos(\alpha b + \phi) \exp[-\gamma(|x| - b)], |x| > b, \end{cases} \quad (2.118)$$

где $\phi = -\alpha b + \arccos \frac{\alpha}{\sqrt{\alpha^2 + \gamma^2}}$, $\beta^2 = k^2 n^2 - \alpha^2 = k^2 + \gamma^2$, а уравнение дисперсии имеет вид:

$$\cos \left[\alpha(a-b) - \frac{\pi m}{2} \right] = \frac{\alpha}{k\sqrt{n^2 - 1}}. \quad (2.119)$$

Из (2.118) следует, что амплитуда светового поля $E_y(x, z)$ непрерывна на краях щели $|x|=a$ и волновода $|x|=b$, а при $|x|=0$ у моды будет локальный минимум, т.к. функция $ch\gamma|x|$ при $|x|=0$ имеют минимум.

На рис. 2.39 показана усредненная по времени интенсивность основной ТЕ-моды в щелевом волноводе ($n=3,47$, $\lambda=1,55$ мкм, $2a=101$ нм, $2b=537$ нм).

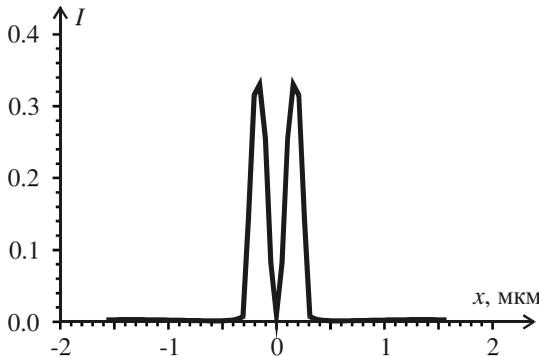


Рис. 2.39 Усредненная по времени интенсивность основной ТЕ-моды в щелевом планарном волноводе вдоль поперечной оси X.

Из рис. 2.39 видно, что в щели для ТЕ-моды не происходит усиления интенсивности в отличие от случая ТМ-моды (рис. 2.37). Ширина каждого из двух лепестков моды на рис. 2.39, определенная по полуспаду интенсивности, равна FWHM=0,13 λ , а полная ширина моды равна около 600 нм.

Сверхразрешение с помощью планарной градиентной секансной микролинзы

В [167] показано, что с помощью планарной секансной линзы с зависимостью показателя преломления от поперечной координаты в виде

$$n(x) = n_0 ch^{-1} \left(\frac{\pi x}{2L} \right), \quad (2.120)$$

где n_0 – показатель преломления на оси Z, L – длина линзы, а ширина линзы $2R$ рассчитывается из условия $n(R)=1$, можно достичь преодоления пре-

дельного разрешения Рэля при изображении двух точечных источников. Здесь мы покажем, что разрешение этой линзы можно увеличить, если регистрировать не распределение интенсивности в плоскости изображения, а проекцию на ось Z вектора Умова-Пойнтинга. На рис. 2.40а показано распределение интенсивности на выходе секансной линзы (2.120) с $n_0 = 3,47$ шириной 6 мкм и длиной 2,46 мкм ($\lambda=1$ мкм), если на ее входе (на расстоянии 10 нм перед ее поверхностью) расположены два источника размером по $\lambda/20$, расстояние между которыми 150 нм = $0,15 \lambda$. На рис. 2.40б показано для этого случая распределение вдоль оси X проекции на ось Z вектора Умова-Пойнтинга.

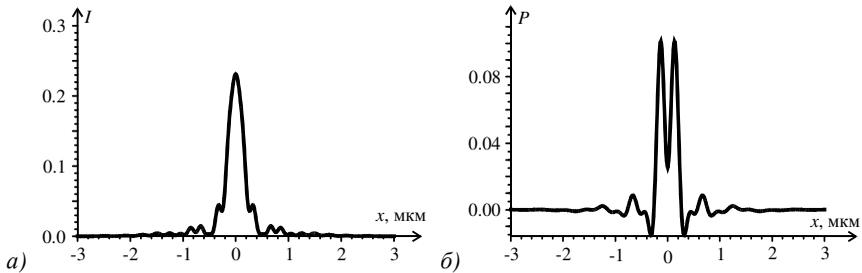


Рис. 2.40 Распределение интенсивности на выходе секансной 2D микролинзы (а), на входе которой были два источника шириной $\lambda/20$, разделенных расстоянием 150 нм, и проекция на ось Z (оптическая ось линзы) вектора Умова-Пойнтинга (поток мощности вдоль оси Z) (б)

Из рис. 2.40 видно, что хотя распределение интенсивности в изображении не позволяет разрешить два источника, разнесенных на расстояние $0,15\lambda$, на графике потока мощности ясно видно два локальных максимума, позволяющих говорить о наличии двух источников света.

Сверхразрешение в градиентном планарном резонаторе «рыбий глаз»

В [167] было показано, что 2D градиентная микролинза «рыбий глаз» позволяет разрешить по критерию Рэля два точечных источника, расстояние между которыми составляет $0,44\lambda$, а один точечный источник изображался такой линзой в виде пятна шириной по полуспаду интенсивности равной $\text{FWHM}=0,3\lambda$. При этом зависимость показателя преломления от радиальной координаты для такой линзы имеет вид:

$$n(r) = n_0 \left[1 + \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right]^{-1}, \tag{2.121}$$

где R – радиус оптического элемента, на котором показатель уменьшается в 2 раза. В [167] был рассмотрен пример с параметрами: $n_0=3,47$, $\lambda=1$ мкм,

$R=2,5$ мкм. В [225] предложено увеличить разрешение градиентной линзы «рыбий глаз», заключив ее в зеркальный резонатор радиуса R . Мы проверили гипотезу [225], с помощью программы FullWave. На рис. 2.41а показаны картины реальной части амплитуды ТЕ-волны $E_y(x,z)$, распространяющейся от точечного источника внутри градиентного зеркального резонатора (для зеркала $n=80$) «рыбий глаз» ($n_0=3,47$, $\lambda=1$ мкм, $R=2,5$ мкм)

Расстояние от источника (ширина источника $0,1\lambda$) до зеркальной стенки 1 мкм, расстояние от изображения до ближайшей зеркальной стенки тоже 1 мкм. Теоретически, все лучи, исходящие из источника на рис. 2.41а, должны сойтись в точку изображения (симметрично расположенную на диаметре).

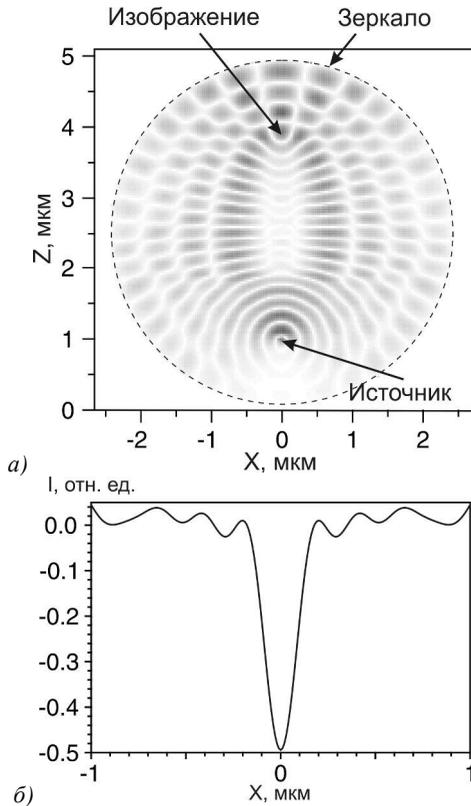


Рис. 2.41 Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x,z)$ ТЕ-волны в градиентном резонаторе «рыбий глаз» с зеркальными стенками ($n_0=3,47$, $\lambda=1$ мкм) (а), и усредненная по времени проекция на ось Z вектора Умова-Пойнтинга в месте изображения вдоль оси X (б).

Так как все лучи остаются внутри градиентной линзы-резонатора, то размер изображения должен быть равен размеру источника. На рис. 2.41б показана зависимость потока мощности вдоль оси Z от координаты X в месте изображения. Видно, что поток световой энергии (отрицательный) направлен в обратном направлении оси Z в плоскости изображения. Ширина изображения (рис. 2.41б) по полуспаду интенсивности равна:

$$\text{FWHM} = 0,18\lambda. \tag{2.122}$$

Кольцевой резонатор для связи двух волноводов

В [210] рассмотрен кольцевой резонатор как узкополосный фильтр, выделяющий только резонансные частоты. На рис. 2.42 показана схема работы кольцевого резонатора как фильтра.

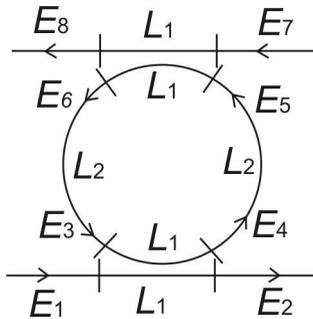


Рис. 2.42 Схема кольцевого резонатора, связывающего резонансно два субволновых планарных волновода, $E_i, i = \overline{1,8}$ – амплитуды световых полей в соответствующих местах волноводов, L_1 – длина участка связи двух волноводов, L_2 – длина участка кольцевого резонатора радиуса R .

На вход фильтра по субволновому планарному волноводу подается световое поле E_1 . На участке L_1 , где волновод и резонатор находятся в наибольшей близости, происходит взаимодействие двух волноводов, и часть световой энергии «перетекает» из волновода в резонатор.

На участке L_2 мода резонатора E_4 получает только набег фазы (если не учитывать поглощение света в материале волновода). Заметим, что моды кольцевого резонатора называют модами «шепчущей галереи». На участке L_1 опять происходит взаимодействие волноводов, и часть энергии моды E_5 переходит в моду E_8 , которая и появляется на выходе из фильтра.

Условие резонанса имеет вид:

$$kn_1(L_1 + L_2) = \pi m, m = 1, 2, \dots \tag{2.123}$$

где $L_1 + L_2 = \pi R$, R – радиус окружности, n_1 – эффективный показатель преломления в кольцевом резонаторе. Комплексные амплитуды E_i на рис. 2.42 связаны уравнениями:

$$\begin{aligned} E_4 &= (rE_3 + itE_1)e^{ikn_1L_1}, \quad E_2 = (itE_3 + rE_1)e^{ikn_1L_1}, \\ E_3 &= \sqrt{a}e^{ikn_1L_2}, \quad E_r = \sqrt{a}e^{ikn_1L_2}E_4, \\ E_6 &= (i + E_7 + rE_5)e^{ikn_1L_1}, \quad E_8 = (rE_7 + itE_5)e^{ikn_1L_1}, \end{aligned} \quad (2.124)$$

где r , t – коэффициенты отражения и пропускания при туннельном взаимодействии двух волноводов, a – коэффициент затухания моды в резонаторе за один оборот. Из (2.124) следует уравнение связи амплитуды на входе фильтра E_1 и амплитуды на выходе E_8 :

$$E_8 = \frac{-t^2\sqrt{a}\exp[ikn_1(2L_1 + L_2)]}{1 - r^2a\exp[2ikn_1(L_1 + L_2)]}E_1. \quad (2.125)$$

С учетом (2.123) из (2.125) следует:

$$|E_8|^2 = \left| \frac{t^2\sqrt{a}}{1 - r^2a} \right|^2 |E_1|^2. \quad (2.126)$$

Экспериментально измеренные в [210] коэффициенты равны $r^2 = 0,931$, $t^2 = 0,055$, $a = 0,995$. Параметры фильтра: планарные волноводы из кремния ($n=3,48$) шириной $W=530$ нм, высотой $h=220$ нм, радиус кольцевого резонатора $R=6,5$ мкм, минимальное расстояние между кольцом и волноводом $d=103$ нм. Тогда из (2.126) следует экспериментальное отношение амплитуд на входе и выходе фильтра

$$\left| \frac{E_8}{E_1} \right|^2 \approx 0,64. \quad (2.127)$$

Заметим, что измеряя ширину резонансного экстремума в длинах волн $\Delta\lambda$ и зная длину волны λ , на которой происходит резонанс (2.123), можно оценить добротность кольцевого резонатора:

$$Q = \lambda / \Delta\lambda \quad (2.128)$$

Например, в [209] для кольцевого резонатора со сходными параметрами, как и в [210], получено $\Delta\lambda=0,16$ нм при $\lambda=1550$ нм и добротность резонатора была $Q=11076$. Ниже приводятся результаты моделирования программой FullWave. На рис. 2.43 показана мгновенная картина реальной ча-

сти амплитуды $E_y(x,z)$ ТЕ-волны, распространяющейся в двух планарных субволновых волноводах и кольцевом резонаторе.

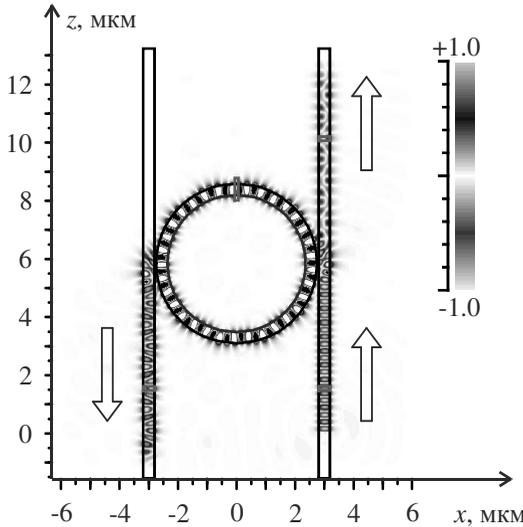


Рис. 2.43 Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x,z)$ для ТЕ-поля в двух волноводах, связанных кольцевым резонатором.

Свет на рис. 2.43 распространяется в правом волноводе снизу вверх. Параметры моделирования: $n=3,47$, $\lambda=1,55$ мкм, $W=386$ нм, $d=62$ нм, $R=2,744$ мкм. Моделирование показало, что при дискретности сетки отсчетов $\lambda/50$ 71% световой энергии из правого волновода «переходит» в левый волновод на рис. 2.43.

Далее приводятся результаты моделирования устройства, аналогичного устройству на рис. 2.43, но вместо кольцевого резонатора используется градиентная секансная линза. Использование градиентной секансной линзы в качестве кольцевого резонатора, по нашему мнению, предлагается впервые. На рис. 2.44 показана мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x,z)$ ТЕ-волны, проходящей в двух волноводах с показателем преломления (2.87), связанных планарной секансной линзой (2.120).

Параметры моделирования: $n_0 = 3,47$ (показатель преломления на оси X линзы) и на оси волнопроводов, ширина волнопроводов $W=386$ нм, ширина линзы по оси Z – 6,51 мкм, а длина по оси X – 5,337 мкм, $\lambda=1,55$ мкм, зазор между линзой и волноводами $d = 62$ нм. Моделирование показало, что около 79% энергии, распространяющейся во входном волноводе (правом на рис. 2.44) «переходит» в выходной волновод (левый на рис. 2.44).

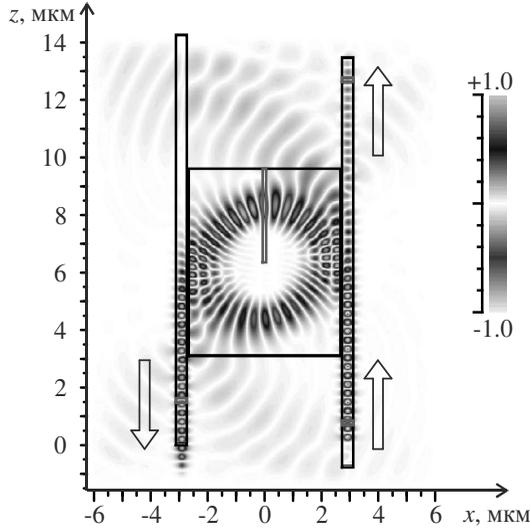


Рис. 2.44 Мгновенная картина реальной части амплитуды $E_y(x, z)$ TE-волны в двух планарных секансных волноводах, связанных градиентной секансной линзой.

На наш взгляд, причина того, что градиентный резонатор на рис. 2.44 демонстрирует большую эффективность (79%), чем обычный кольцевой резонатор (рис. 2.43, эффективность 71%) заключается в том, что из-за квадратной формы градиентной линзы отрезок L_1 связи с волноводом для градиентного резонатора больше (при прочих равных условиях).

На рис. 2.45 показаны спектр фильтра (рис. 2.44), ширина которого по полуспаду равна 5 нм. Резонансная длина волны равна 1551 мкм. По формуле (2.128) можно оценить добротность резонатора на рис. 2.44: $Q=310$.

Планарный металлический волновод

Фундаментальная ТМ-мода планарного металлического волновода описывается уравнениями для магнитной составляющей:

$$\begin{cases} H_{\gamma_1}(x, y) = \exp(-\gamma_1 x + i\beta z), |x| < a, \\ H_{\gamma_2}(x, y) = \exp(-\gamma_1 a - \gamma_2 (|x| - a) + i\beta z), |x| > a, \end{cases} \quad (2.129)$$

где $H_Y(x, z)$ – отличная от нуля проекция H -вектора на ось Y , перпендикулярная плоскости волновода (x, z) , $\beta^2 = k^2 + \gamma_2^2 = \gamma_1^2 - |\epsilon|k^2$, $\text{Re } \epsilon < 0$ – диэлектрическая проницаемость металла. Из (2.129) видно, что световое поле внутри волновода будет распространяться в виде поверхностной волны вдоль края волновода $|x| < a$, экспоненциально спадая снаружи волновода пропорционально параметру γ_2 , а внутри волновода – пропорционально γ_1 .

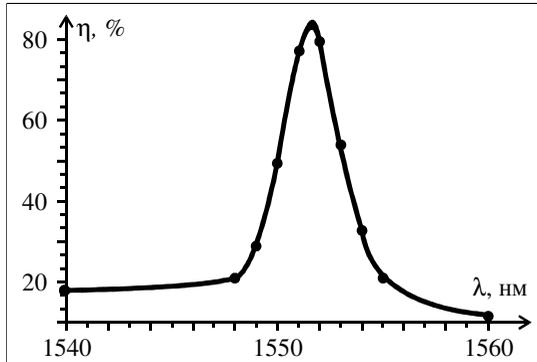


Рис. 2.45 Зависимость эффективности фильтра на рис. 2.44 (отношение интенсивностей на выходе и входе в процентах) от длины волны света.

Причем из (2.129) следует, что $\gamma_2^2 - \gamma_1^2 = -k^2(1 + |\epsilon|) < 0$, то есть $\gamma_1 > \gamma_2$.

То есть скорость экспоненциального уменьшения амплитуды внутри металлического волновода будет больше.

Глубина проникновения волны в волновод называется скин-слоем. На рис. 2.46 показана интенсивность ТМ-волны в металлическом планарном волноводе.

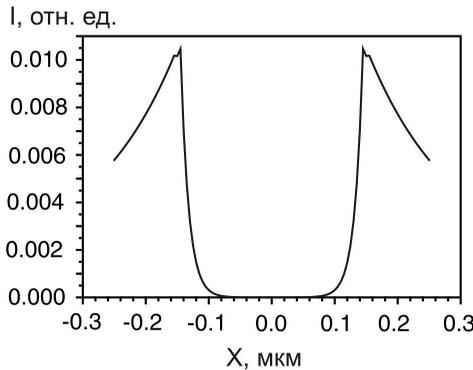


Рис. 2.46. Усредненная интенсивность основной ТМ-моды в металлическом планарном волноводе вдоль поперечной оси X.

Параметры моделирования: $\epsilon = -14.47 + 1.1i$ (серебро), ширина волновода $W=300$ нм, $\lambda=633$ нм. Из рис. 2.46 видно, что световое поле проникает в волновод по полуспаду интенсивности на величину 25 нм. Поэтому можно считать ширину моды в планарном металлическом волноводе равной

$$FWHM=0,039\lambda. \tag{2.130}$$

Величину скин-слоя можно оценить из (2.129), предположив, что $\gamma_1 \gg \gamma_2$, тогда ($|\epsilon| = 14.47$):

$$FWHM = \frac{1}{\gamma_1} = \frac{\lambda}{2\pi\sqrt{1+|\epsilon|}} \approx 0,040\lambda. \quad (2.131)$$

Сравнивая (2.130) и (2.131), мы убеждаемся в их соответствии.

Наношель в металлической пленке

Наношель в металлической пленке является планарным волноводом для поверхностных плазмонов. Проекция на ось Y магнитного вектора основной ТМ-моды описывается уравнениями аналогично (2.129):

$$\begin{cases} H_{y1}(x, y) = ch\gamma_1 x \exp(i\beta z), & |x| < a, \\ H_{y2}(x, y) = ch\gamma_1 a \exp(-\gamma_2(|x| - a) + i\beta z), & |x| > a, \end{cases} \quad (2.132)$$

где $2a$ – ширина щели, ось Y – ориентирована перпендикулярно в плоскости волновода со щелью, $\beta^2 = k^2 + \gamma_1^2 = \gamma_2^2 - |\epsilon|k^2$, $|\epsilon|$ – модуль реальной части диэлектрической проницаемости металла. Дисперсионное уравнение [223] имеет вид:

$$\gamma_2 = |\epsilon|\gamma_1 \operatorname{cth}(\gamma_1 a). \quad (2.133)$$

Из (2.133) видно, что внутри щели ширина «спада» амплитуды поля от края $|x| = a$ к центру будет больше, чем снаружи щели, так как $\gamma_2 > \gamma_1$.

Из рис. 2.47 видно, что мода заполняет всю щель и экспоненциально спадает в металле, проникая на скин-слой. Ширина ТМ-моды на рис. 2.47 по полупадку интенсивности равна:

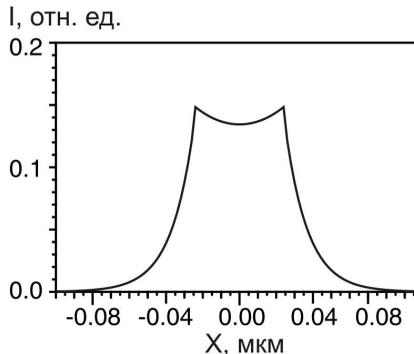


Рис. 2.47 Усредненная интенсивность ТМ-моды внутри щели в металлическом планарном волноводе: $\epsilon = -14,47$, $\lambda = 633$ нм, $2a = 50$ нм.

$$FWHM = 0,111\lambda. \quad (2.134)$$

Оценить ширину можно, сложив ширину щели $a=50$ нм и две ширины скин-слоя (2.130): $\text{FWHM}=50 \text{ нм} + 2 \times 25 \text{ нм} = 100 \text{ нм} = 0,157\lambda$. Но эта оценка оказалась грубой, по сравнению с (2.134).

Заметим, что плазмоны в планарных металлических волноводах и щелях в металлических пленках распространяются на меньшие расстояния, в отличие от мод в диэлектрических волноводах. Оценить длину распространения плазмонов можно по формуле [223]:

$$L = \frac{\lambda}{4\pi \text{Im}(n_0)}, \quad (2.135)$$

где $\text{Im}(n_0)$ – мнимая часть эффективного показателя преломления

$n_0 = \frac{\beta}{k}$. Для случая на рис. 2.47 ($\epsilon = -14,47 + 1,1i$) интенсивность плазмона уменьшится в e раз на расстоянии 2,76 мкм.

В данном параграфе с помощью моделирования показано [146], что в секансном планарном кремниевом субволновом волноводе радиусом $0,125\lambda$ фундаментальная ТЕ-мода имеет ширину по полуспаду интенсивности $0,09\lambda$; в параболическом планарном кремниевом субволновом волноводе с радиусом $0,087\lambda$ основная ТЕ-мода имеет такую же ширину по полуспаду интенсивности $0,09\lambda$; в ступенчатом планарном субволновом волноводе с радиусом $0,125\lambda$ основная ТЕ-мода имеет большую ширину по полуспаду интенсивности – $0,17\lambda$, которая превышает дифракционный предел для кремния – $0,144\lambda$; гибридная HE11 мода в кварцевом проволочном субволновом волокне с круглым сечением радиусом 190 нм имеет диаметр по полуспаду интенсивности $0,44\lambda$; небольшая часть световой энергии гибридной HE11 моды в полном кварцевом круглом ступенчатом волокне радиусом 200 нм полностью заполняет осевое круглое отверстие радиусом 10 нм, эта часть моды имеет диаметр по полуспаду интенсивности $0,031\lambda$; в кремниевом проволочном ступенчатом субволновом волокне радиусом 200 нм основная гибридная мода HE11 имеет диаметр по полуспаду интенсивности $0,161$ мкм; в полном кремниевом проволочном круглом волокне радиусом 200 нм в осевом отверстии радиусом 10 нм сосредоточится малая часть световой энергии основной HE11 моды, полностью заполняющей это отверстие и поэтому имеющей диаметр $0,013\lambda$; фундаментальная ТМ-мода в нанощели шириной 101 нм в субволновом кремниевом планарном волноводе шириной 557 нм имеет ширину по полуспаду интенсивности $0,065\lambda$. Показано также, что планарная секансная градиентная микролинза размером $6 \times 2,46$ мкм разрешает два точечных источника, разделенных расстоянием $0,15\lambda$; планарная градиентная линза «рыбий глаз» радиусом 2,5 мкм с зеркальными стенками изображает источник

диаметром $0,1\lambda$ как пятно с диаметром по полуспаду потока мощности $0,18\lambda$. Впервые предложено использовать планарную градиентную секансную линзу в качестве кольцевого микрорезонатора. Показано, что такая линза размером $6,5 \times 5,34$ мкм связывает два планарных субволновых волновода шириной 386 нм с эффективностью 79% (аналогичный кольцевой кремниевый резонатор имеет эффективность – 71%). В планарном металлическом субволновом волноводе шириной 300 нм из серебра свет распространяется вдоль краев волновода, проникая в волновод на величину скин-слоя шириной по полуспаду интенсивности $0,039\lambda$; в нанощели в серебряной пленке распространяется ТМ-мода, полностью заполняющая щель шириной 50 нм (ширина моды $0,111\lambda$). Однако при распространении поверхностных плазмонов в металлических волноводах и щелях они быстро затухают (на нескольких микронах), в отличие от мод в диэлектрических волноводах.

2.5 Фотонно-кристаллическая микролинза для сопряжения двух планарных волноводов

В последние годы активно исследуются различные устройства микро- и нано- фотоники для сопряжения двух волноводов различных типов, например, обычное одномодовое волокно с проволочным или планарным волноводом, или планарный волновод с фотонно-кристаллическим (ФК) волноводом. Известны следующие устройства нанофотоники для сопряжения двух волноведущих структур: адиабатически сужающиеся (taper) гребешковые (ridge) волноводы для сопряжения с ФК-волноводами [226-232]; при этом волноведущие структуры могут не только стыковаться друг с другом выходом к входу, но и накладываться параллельно друг другу [233]; дифракционные решетки Брегга в волноводе [234-237] для вывода излучения из волокна; при этом волокно с решеткой Брегга может лежать на поверхности планарного волновода [238]; параболическое микрозеркало под углом для ввода в планарный волновод [239]; обычные рефракционные линзы или микролинзы [240-243]; суперлинзы Веселаго с отрицательной рефракцией: плоская [57, 244-250] или с одной вогнутой поверхностью [56, 251, 252]; устройства сопряжения в миллиметровой области спектра: суперлинзы [253, 254] и ФК-линзы [168]. Известны также работы по сопряжению двух разных ФК-волноводов [255]. Сужающиеся волноводы могут иметь высокую эффективность связи, если ширина мод в гребешковом волноводе и ФК-волноводе сравнимы с друг другом. В этом случае эффективность связи (то есть отношение энергии на выходе устройства к энергии на входе) может достигать 80% [226], 90% [229], 95% [227] и даже почти 100% [231]. Если же ширина гребешкового волновода (1,6 мкм) в несколько раз больше, чем ширина ФК-волновода (200 нм), то

эффективность связи уменьшается до 60% [228]. При еще большей разнице ширин сопрягаемых волноводов, размер адиабатически сужающейся части волновода становится относительно большим: при сжатии моды одноволового волокна с диаметром сердечника 4,9 мкм до размеров моды планарного волновода шириной 120 нм, длина тайпера (taper) – 40 мкм [230], а волновод сечением $0,3 \times 0,5$ мкм сужается до диаметра 75 нм на расстоянии 150 мкм [232]. Устройства сопряжения, которые вводят излучение из одномодового волокна в планарные волноводы или ФК-волноводы с помощью дифракционных решеток на волноводе, также имеют участки сужения. Например, сужение гауссова пучка с диаметром перетяжки 14 мкм до размера волновода шириной 1 мкм выполняется тайпером длиной всего 14 мкм [234, 235]. При этом экспериментальная эффективность связи – 35% [235], без зеркального слоя на обратной стороне волновода, и 57% [234] с зеркалом. Ввод гауссового пучка с длиной волны 1,3 мкм в волновод был осуществлен с помощью дифракционной решетки на волноводе [235]. Аналогичное устройство сопряжения с решеткой на волноводе из кремния с периодом 630 нм и тайпером 20–40 мкм, но для длины волны 1,55 мкм, имело экспериментальную эффективность 33% (с зеркалом – 54%) [236]. Более качественно изготовленное устройство ввода излучения из одномодового волокна с помощью дифракционной решетки в кремнии с периодом 610 нм и шириной 10 мкм в проволочный (wire) волновод шириной 3 мкм имело экспериментальную эффективность связи – 69% [237]. Расчетную эффективность связи более 90% имеет устройство сопряжения (J-coupler), которое связывает широкий волновод (10 мкм) с ФК-волноводом (420 нм) с помощью параболического зеркала размером 15×20 мкм для длины волны 1,3 мкм [239]. При этом оба волновода и параболическое зеркало выполнены в пленке кремния (показатель преломления $n = 3,47$). Обычные рефракционные линзы и микролинзы также успешно применяются в задачах сопряжения. Например, волновод в кремнии ($n = 3,092$) шириной 1–2 мкм имеет на конце линзу, которая позволяет с расчетной эффективностью 90% связать этот волновод с ФК-волноводом тоже в кремнии ($n = 3,342$) [240]. Моделирование показало [242], что одномодовое волокно диаметром 10,3 мкм (длина волны $\lambda = 1,55$ мкм) с помощью коллимирующей линзы из стекла BK7 (числовая апертура $NA = 0,1$) с радиусом $R = 1,77$ мм и с помощью фокусирующей микролинзы из кремния с радиусом апертуры 123 мкм можно состыковать с ФК-волноводом с сечением моды $0,19 \times 0,27$ мкм с эффективностью 80%. При этом микролинза создает внутри ФК-волновода фокусное пятно с диаметром по полуспаду $FWHM = 0,24\lambda$ (числовая апертура волновода $NA = 2,2$). Особое место среди устройств сопряжения имеют устройства на основе 2D

суперлинз (или линз Веселаго), работа которых основана на явлении отрицательной рефракции. Получить суперлинзу с эффективным показателем преломления близким к -1 можно с помощью фотонных кристаллов. Суперлинзу используют для изображения точечного источника. Причем первое изображение возникает внутри линзы, а второе изображение – за линзой на расстоянии $2B-A$, где B – толщина плоскопараллельной линзы, A – расстояние от линзы до источника [244, 247]. В [246] показано, что если 2D точечный источник света описать функцией Ханкеля $H_0(kr)$, k – волновое число, r – расстояние от источника до точки наблюдения, то изображение будет пропорционально функции Бесселя $J_0(kr)$. То есть пятно изображения, сформированное суперлинзой имеет диаметр $\text{FWHM} = 0,35\lambda$. В [248] моделирование работы 2D ФК-суперлинзы показало, что если эта линза состоит всего из двух слоев диэлектрических стержней (диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 12,96$) для длины волны $\lambda = 1,55$ мкм радиусом $r = 0,45a$, где a – период решетки стержней, то при циклической частоте $\omega = 0,293a/\lambda$ показатель преломления будет равен $n = -1$, и точечный источник, расположенный на расстоянии $A = 0,26\lambda$ от линзы изобразиться примерно на таком же расстоянии с другой стороны линзы, и ширина пятна изображения будет $\text{FWHM} = 0,36\lambda$. В некоторых работах рассмотрена линза Веселаго не в виде плоскопараллельного ФК-слоя, а одна поверхность ее вогнута. Так в [56] показано, что ФК-линза из прямоугольной решетки стержней с $\varepsilon = 10$ и магнитной проницаемостью $\mu = 1,5$ с периодом $a = 0,48$ см, радиус стобцов $r = 0,4a$, имеет эффективный показатель преломления $n = -0,634$. И если эта 2D линза плоско-вогнутая с радиусом кривизны поверхности $R = 3,31$ см, то фокус такой суперлинзы будет находиться на расстоянии $f = R/(1-n)$, для ТЕ-поляризации $f = 1,69$ см, а для ТМ-поляризации $f = 2,38$ см. Частота излучения равна $\omega = 0,48a/\lambda$. В [251] приведены результаты моделирования ввода излучения в ФК-волновод с помощью суперлинзы с вогнутой поверхностью. ФК-линза имела толщину $8,6a$ и апертуру $38a$, а сам ФК состоял из 2D решетки отверстий с периодом $a = 465$ нм в GaAs ($\varepsilon = 12,96$) и диаметром $2r = 372$ нм. При этом в фокусе линзы на расстоянии $7,56\lambda$ ($\lambda = 1,55$ мкм) формировалось фокусное пятно радиусом $0,5\lambda$, если осветить линзу гауссовым пучком с радиусом перетяжки 3λ . Затем излучение после линзы попадало в 3W ФК-волновод (3W – означает, что ширина волновода равна трем периодам решетки ФК) шириной $3a$ (около λ). К сожалению, эффективность ввода такой структуры в [251] не приводится. В [252] также обсуждаются результаты моделирования ввода излучения из одномодового волокна в ФК-волновод с помощью ФК-суперлинзы (плоско-вогнутой, $n = -1$). Толщина линзы $16a = 4,8\lambda$, апертура $25a$, и состоит она из треугольной решетки отверстий

с периодом $a = 0,305\lambda$ и радиусом $r = 0,4a$ в GaAs. Радиус кривизны вогнутой поверхности линзы $R = 2,1\lambda$, фокусное расстояние $f = 1,05\lambda$. Рассчитанная эффективность ввода в ФК-волновод с $\varepsilon = 12,96$, $r' = 0,2a$, $a' = 0,312\lambda$ была равна 95%. Ширина волновода была равна одному периоду ФК-решетки a , а циклическая частота $w = 0,315a/\lambda$. К сожалению, размер фокусного пятна такой линзы не приводится. В [28, 256] рассмотрен другой тип ФК-линзы. Решетка отверстий такой 2D ФК-линзы имеет постоянный период, но размер отверстий изменяется в соответствии с некоторой функцией. Известна градиентная линза Микаэляна [257], которая все лучи, параллельные оптической оси и падающие перпендикулярно на ее плоскую поверхность, собирает в точку на оптической оси на противоположенной плоской поверхности. Такая осесимметричная градиентная линза имеет зависимость показателя преломления от радиальной координаты (расстояние от оптической оси) в виде:

$$n(r) = n_0 \left[ch \left(\frac{\pi r}{2L} \right) \right]^{-1}, \quad (2.136)$$

где n_0 – показатель преломления на оптической оси, L – толщина линзы вдоль оптической оси. В [247] промоделирована 2D линза Микаэляна с апертурой 12 мкм, состоящая из 7 столбцов отверстий с периодом 0,81 мкм для длины волны $\lambda = 1,55$ мкм. Эффективность ввода из широкого волновода (12 мкм) в ФК-волновод шириной 1,5 мкм и с эффективным показателем преломления $n = 1,73$ составила 55%. ФК-волновод состоял из решетки отверстий с периодом 0,63 мкм и диаметром 0,4 мкм. В этой работе тоже не приводятся характеристики фокусного пятна линзы. В [28, 161] моделировалась аналогичная ФК-линза Микаэляна, но с другими параметрами. Толщина линзы 3 мкм, 12 столбцов отверстий, апертура линзы 4 мкм, показатель преломления 1,5, длина волны 1,5 мкм. Пятно фокусировки имело диаметр FWHM = $0,42\lambda$, а от нуля до нуля интенсивности диаметр фокусного пятна был равен $0,8\lambda$.

В данном параграфе промоделировано, изготовлено и исследовано новое ультра компактное устройство нанопотоники, позволяющее эффективно связывать 2D волноводы разной ширины с помощью ФК-линзы Микаэляна (ФКЛМ). Устройство было изготовлено по технологии «кремний на диоксиде кремния», ширина входного волновода 4,5 мкм, ширина выходного волновода 1 мкм, размер ФКЛМ 3×4 мкм. Линза состоит из матрицы отверстий 12×17 с периодом решетки отверстий 250 нм, и диаметр отверстий меняется от центра к периферии с 160 до 200 нм. Устройство работает в диапазоне длин волн 1,5–1,6 мкм. Рассчитанная эффективность связи варьировалась от 40% до 80% в зависимости от ширины выходного волновода. ФКЛМ фокусирует свет в ма-

лое фокусное пятно в воздухе сразу за линзой, которое по полуспаду интенсивности равно $\text{FWHM} = 0,36\lambda$, что в 1,4 раза меньше, чем скалярный дифракционный предел разрешения в 2D случае, который определяется шириной *sinc*-функции и равен $\text{FWHM} = 0,44\lambda$.

Моделирование 2D ФКЛМ

Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна, которая моделируется в работе, состояла из матрицы отверстий 12×17 в кремнии (эффективный показатель преломления для ТЕ-волны $n = 2,83$), постоянная решетки отверстий – 250 нм, минимальный диаметр отверстий на оптической оси – 186 нм, максимальный диаметр отверстий на краю линзы – 250 нм. Толщина линзы вдоль оптической оси – 3 мкм, ширина линзы (апертура) – 5 мкм. Длина волны $\lambda = 155$ мкм.

Моделирование проводилось с помощью разностного метода решения уравнений Максвелла FDTD, реализованного на языке программирования C++. На рис. 2.48а показана 2D ФК-линза в кремнии, описанная выше, а на рис. 2.48б двумерная полутоновая картина дифракции (усредненная во времени) плоской волны ТЕ-поляризации с амплитудой E_x (ось x перпендикулярна плоскости рис. 2.48).

На рис. 2.48в и рис. 2.48г показаны распределения интенсивности $|E_x(y,z)|^2$ вдоль оптической оси z и вдоль перпендикулярной к оптической оси линии y , на которой находится фокус. Из рис. 2.48в,г видно, что размер фокусного пятна по полуспаду интенсивности равен $\text{FWHM} = 0,36\lambda$, а продольный размер фокуса равен $\text{FWHM} = 0,52\lambda$.

Моделирование ФК-линзы внутри волновода

Моделировалась ФК-линза с параметрами из предыдущего параграфа (рис. 2.48а), но расположенная на выходе волновода в кремнии шириной 5 мкм и длиной 5 мкм (плюс длина линзы 3 мкм, всего длина волновода с линзой вдоль оптической оси 8 мкм) (рис. 2.49а).

Поле дифракции (интенсивность $|E_x(y,z)|^2$), рассчитанное FDTD методом и усредненное по времени показано на рис. 2.49б (длина волны 1,45 мкм). На рис. 2.49в показано распределение интенсивности вдоль оптической оси. Из сравнения рис. 2.48в и рис. 2.49в видно, что интенсивность в фокусе увеличилась, а амплитуда модуляции интенсивности внутри линзы уменьшилась.

Это связано с тем, что разница показателей преломления между линзой и волноводом (рис. 2.49в) гораздо меньше, чем разница между линзой и воздухом (рис. 2.48в), и поэтому меньше амплитуды волны, отраженной от раздела сред. На рис. 2.49г показано распределение интенсивности в фокусе линзы вдоль линии, параллельной оси y .

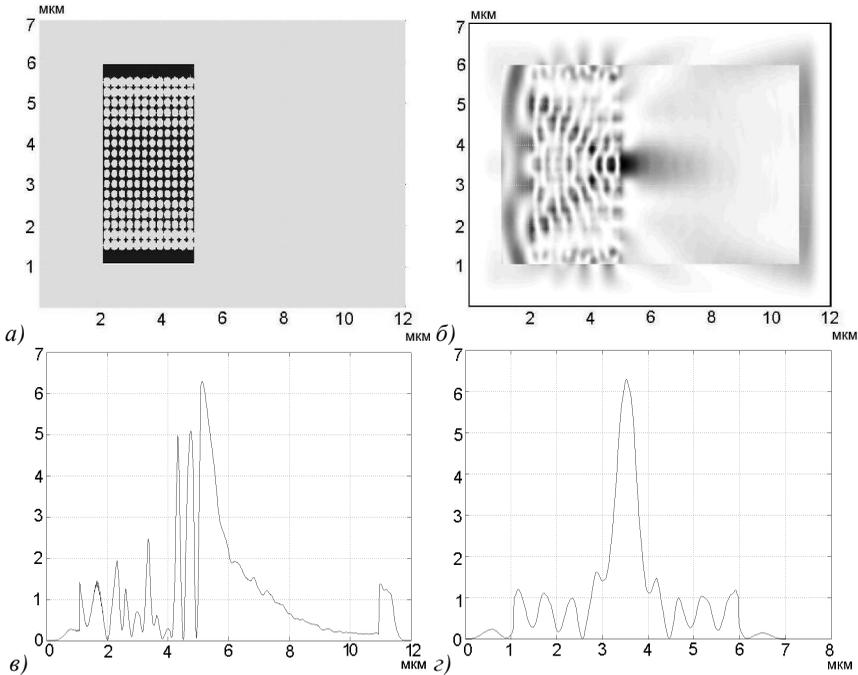


Рис. 2.48 2D ФКЛМ 12×17 отверстий в кремнии, размер 3×4 мкм (а), поле дифракции света (плоская ТЕ-волна) или 2D-распределение интенсивности $|E_x|^2$, y – вертикальная ось, z – горизонтальная ось (б), распределение интенсивности вдоль оптической оси (в) и в плоскости фокуса (з)

Из рис. 2.49г видно, что диаметр фокусного пятна пополуспаду интенсивности равен $\text{FWHM} = 0,31\lambda$. Из сравнений рис. 2.49г и рис. 2.48г видно, что кроме уменьшения диаметра фокусного пятна в случае ФК-линзы в волноводе, также уменьшились боковые лепестки картины дифракции в фокусе. Заметим, что скалярная теория в 2D случае описывает дифракционно-ограниченный фокус *sinc*-функцией: $E_x(y, z) = \text{sinc}(2\pi y / (\lambda NA))$, которая при максимальной числовой апертуре $NA = 1$ дает дифракционный предел фокусного пятна диаметром по полуспаду интенсивности равный $\text{FWHM} = 0,44\lambda$. Для суперлинзы [246] предельное значение пятна фокусировки описывается функцией Бесселя $J_0(kr)$ и дает значение диаметра по полуспаду интенсивности $\text{FWHM} = 0,36\lambda$.

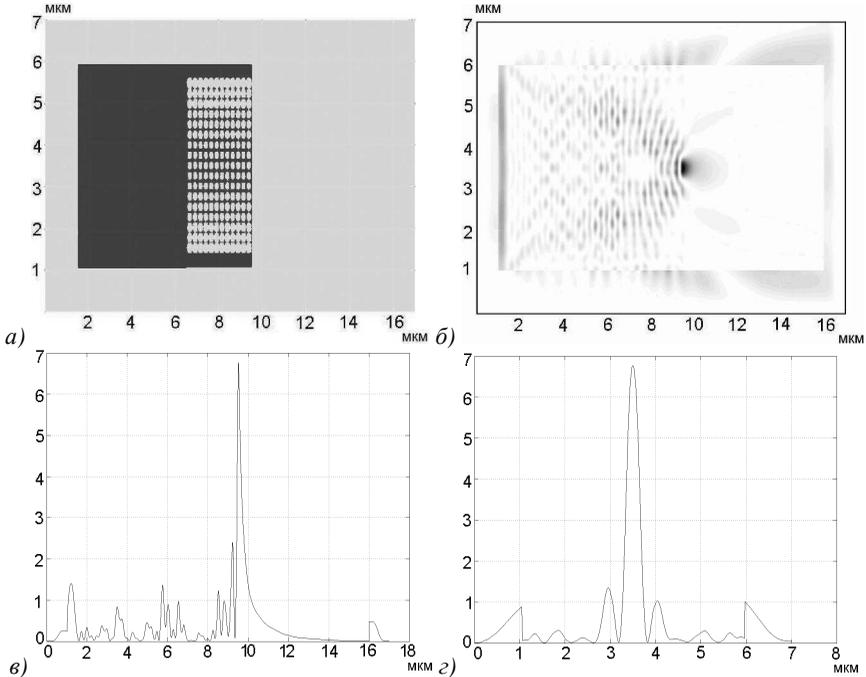


Рис. 2.49 2D ФК-линза на выходе волновода (а), полутонкая картина дифракции плоской ТЕ-волны с амплитудой E_x , падающей на вход волновода длиной 5 мкм, на выходе которого расположена линза длиной 3 мкм (б), распределение интенсивности $|E_x|^2$ вдоль оптической оси (в) и в фокусе линзы (г). Интенсивность дана в произвольных единицах

Таким образом, линза на рис. 2.49а фокусирует свет в пятно, меньшее дифракционного предела. Моделирование показало, что в диапазоне длин волн 1,3–1,6 мкм интенсивность в фокусе имеет два максимальных значения для длин волн 1450 нм и 1600 нм (оба максимума имеют ширину около 20 нм). На остальных длинах волн из этого диапазона интенсивность фокуса в 2-3 раза меньше. С ростом длины волны фокус смещается к поверхности линзы, и при $\lambda = 1,6$ мкм фокус уже находится внутри линзы.

Моделирование связи двух волноводов с ФК-линзой

На рис. 2.50а показано устройство сопряжения двух 2D волноводов с помощью ФКЛМ. Ширина входного волновода 5 мкм, выходного – 0,5 мкм. ФК-линза в кремнии ($n = 2,83$) имеет матрицу 12×19 отверстий с периодом решетки 0,25 мкм. Диаметры отверстий такие же, как в предыдущих параграфах. Длина волны 1,55 мкм. Оба волновода имеют длину по 6 мкм.

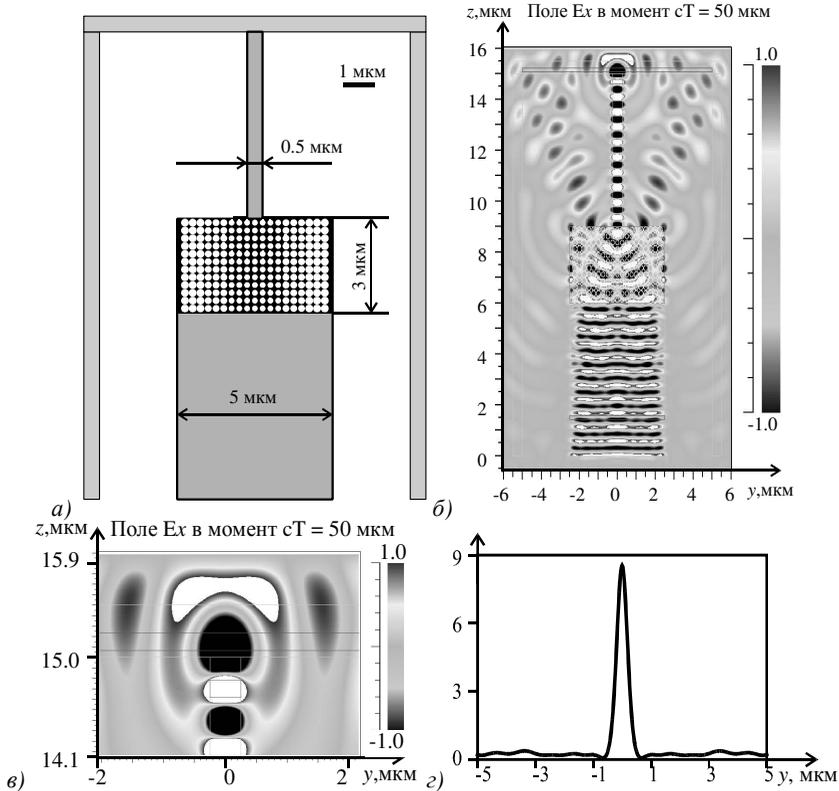


Рис. 2.50 Схема сопряжения двух планарных волноводов с помощью ФК-линзы (а), мгновенная картина дифракции TE-волны, рассчитанная методом FDTD с помощью программы FullWAVE 6.0 (б) и увеличенный фрагмент этой картины на выходе из волокна шириной 0,5 мкм (в), распределение интенсивности на выходе из волокна (г)

Моделирование проводилось с помощью метода FDTD, реализованного в программе FullWAVE 6.0 (фирмы RSoft, США). На рис. 2.50б показана мгновенная картина дифракции TE-волны. Эффективность связи – 45%. Часть излучения (около 20%) отражается от линзы назад во входной волновод, часть излучения проходит линзу, но не попадает в узкий волновод. На рис. 2.50в показан увеличенный фрагмент картины дифракции на рис. 2.50б на выходе из узкого выходного волновода. К сожалению, в этой программе поперечная ось не x , как было на рис. 2.48, 2.49, а ось y . Распределение интенсивности $|E_x(x, z)|^2$ вдоль этой поперечной оси x на выходе из узкого волокна показано на рис. 2.50г. Из рис. 2.50г видно. Диаметр лазерного пятна на выходе по полу-

спадку интенсивности равен $FWHM = 0,32\lambda$. Заметим, что фокус внутри выходного волновода шириной 1 мкм (при прочих равных условиях) имел меньший диаметр $FWHM = 0,21\lambda$, где λ – длина волны в вакууме. Это меньше, чем ранее сообщалось в [242] ($FWHM = 0,24\lambda$).

Моделирование влияния промежутка между волноводами

На рис. 2.51 показана 2D схема связи двух соосных волноводов с промежутком между ними.

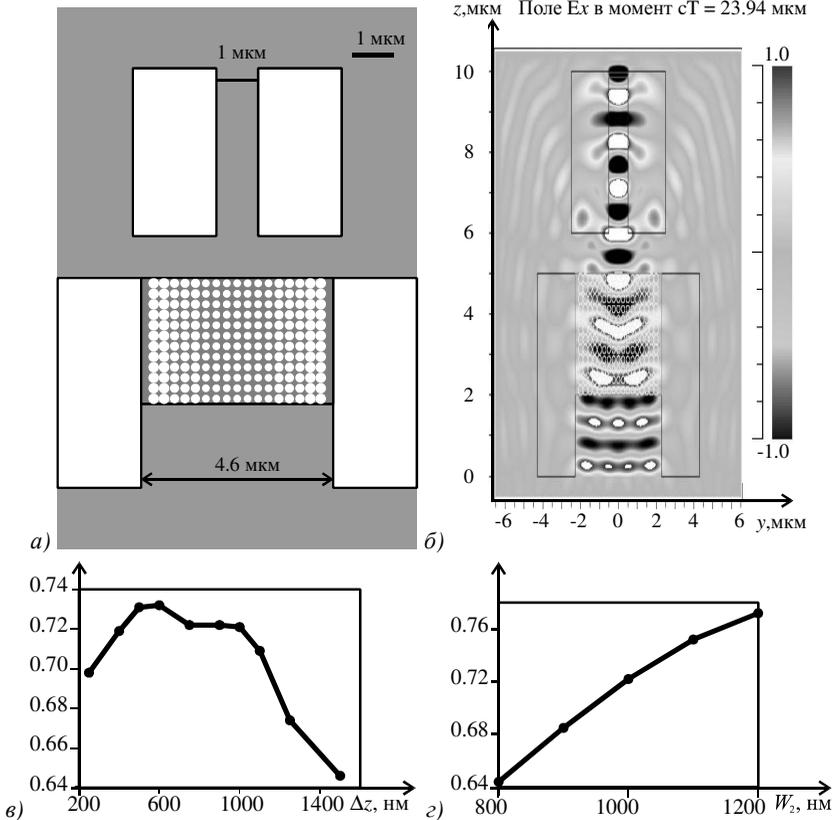


Рис. 2.51 2D схема связи двух волноводов с помощью ФК-линзы при наличии промежутка $\Delta z = 1$ мкм между волноводами (белый цвет – материал, черный цвет – воздух) (а); мгновенное распределение интенсивности $|E_y(x,z)|^2$ TE-волны, рассчитанное с помощью FullWAVE (б); зависимости эффективности связи от величины промежутка между волноводами Δz (в) и от ширины выходного волновода $W_2(z)$

Ширина входного волновода с ФК-линзой $W_1 = 4,6$ мкм, выходного $W_2 = 1$ мкм, промежуток между волноводами $\Delta z = 1$ мкм. Остальные параметры: $\lambda = 1,55$ мкм, $n = 1,46$, ФК-линза состоит из 12×17 матрицы отверстий с периодом $a = 0,25$ мкм и диаметром отверстий от 186 до 250 нм. На рис. 2.51а белым цветом показан материал волноводов ($n = 1,46$), а черным цветом – воздух ($n = 1$). На рис. 2.51б показана мгновенная картина интенсивности $|E_y(x, z)|^2$ для ТЕ-волны, рассчитанная с помощью программы FullWAVE 6.0 для схемы на рис. 2.51а. На рис. 2.51в показана зависимость эффективности связи (отношение интенсивности света на выходе узкого I волновода к интенсивности на входе в широкий волновод I_0) от величины расстояния между волноводами Δz . Из рис. 2.51в видно, что максимальная эффективность связи 73% достигается при величине промежутка между волноводами равной 0,6 мкм. Заметим, что в промежутке между волноводами находится не воздух, а материал волноводов ($n = 1,46$).

На рис. 2.51г показана рассчитанная зависимость эффективности связи для случая на рис. 2.51а от ширины выходного волновода W_2 при величине промежутка $\Delta z = 1$ мкм. Из рис. 2.51г видно, что с ростом ширины выходного волновода W_2 эффективность связи почти линейно растет.

Изготовление двух 2D волноводов, связанных ФК-линзой

Планарные волноводы по схеме на рис. 2.51а были записаны на резист РММА по технологии прямой записи электронным лучом при напряжении 30 Кв с помощью литографа ZEP520А (Университет Сент-Эндреса, Шотландия). Обработка резиста с целью устранения «засвеченных» электронным пучком участков осуществлялась ксиленом (xylene). После этого в смеси газов CHF_3 и SF_6 с помощью технологии реактивного ионного травления (RIE) происходило дальнейшее травление материалов плазмой. То есть происходила передача картины 2D волноводов с ФК-линзой (рис. 2.51а) в пленку кремния (технология SOI: silicon-on-insulator): пленка кремния толщиной 220 нм на слое плавленного кварца толщиной 2 мкм. Глубина травления около 300 нм. Диаметр отверстий ФК-линзы варьировался от 160 нм до 200 нм. Длина всего образца (длина двух волноводов) была 5 мм. На одной подложке было одновременно изготовлено несколько подобных структур, отличающихся промежутками между волноводами $\Delta z = 0$ мкм, 1 мкм, 3 мкм и несколько структур, отличающихся смещением между осями двух волноводов $\Delta x = 0$ мкм, $\pm 0,5$ мкм, ± 1 мкм. На рис. 2.52 показана увеличенная в 7000 раз фотография (вид сверху) изготовленных двух волноводов с промежутком $\Delta z = 1$ мкм и с ФК-линзой, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа.

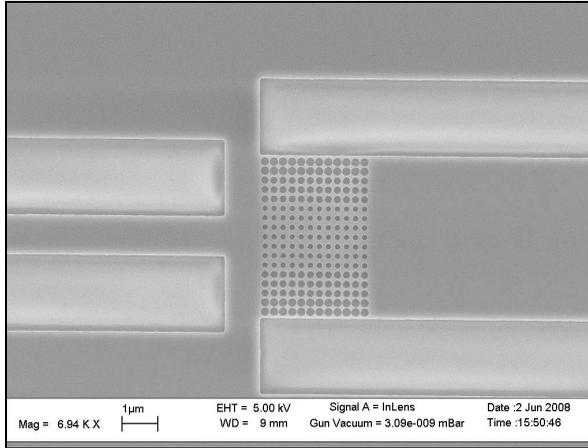


Рис. 2.52 Фотография изготовленных в пленке кремния двух планарных волноводов, связанных ФК-линзой, полученная с помощью сканирующего электронного микроскопа с увеличением 7000.

Параметры образца на рис. 2.52 следующие. Проектная ширина волноводов $W_1 = 4,5$ мкм и $W_2 = 1$ мкм, ФК-линза состоит из 12×17 матрицы отверстий с периодом 250 нм.

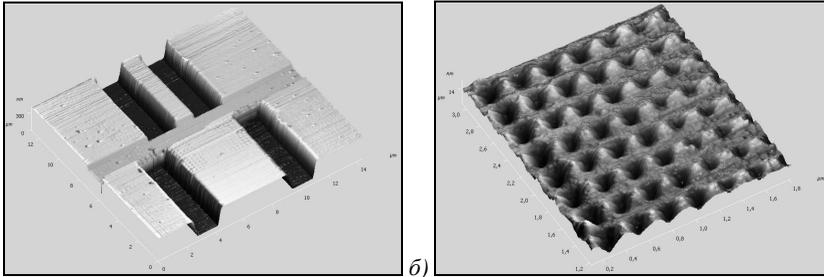


Рис. 2.53 Профиль рельефа изготовленных 2D волноводов с ФК-линзой, полученный с помощью сканирующего зондового микроскопа (микроскопа на атомных силах) SolverPro (Зелиноград): профиль волноводов (а); участок 6×6 матрицы отверстий ФК-линзы (б). По горизонтальным осям отложены микроны, а по вертикальной оси – нанометры

На рис. 2.53 показан участок профиля рельефа двух волноводов, изготовленных в пленке кремния на плавном кварце (а) и участок матрицы отверстий 6×6 ФК-линзы (б), полученные с помощью сканирующего зондового микроскопа.

В этом параграфе получены следующие результаты [258]: изготовлена двумерная фотонно-кристаллическая линза размером 3×4 мкм в пленке

кремния на плавленном кварце, которая расположена на выходе планарного волновода шириной 4,5 мкм и служит для сопряжения с другим планарным волноводом шириной 1 мкм, вход которого находится вблизи фокуса линзы; при смещении с оптической оси узкого волновода на 1 мкм интенсивность света на его выходе уменьшается в 8 раз, это означает, что размер фокусного пятна на выходе линзы в кремнии меньше 1 мкм; моделирование показало, что максимальное пропускание это устройство имеет на длине волны 1,55 мкм, и эффективность связи двух волноводов -73%; измеренный спектр пропускания имеет четыре локальных максимума в диапазоне 1,50–1,60 мкм: 1535 нм, 1550 нм, 1565 нм и 1590 нм; эти максимумы уменьшаются по величине и смещаются в «красную» или «синюю» области спектра при увеличении промежутка между волноводами; расчетный спектр пропускания отличается от экспериментального на 29%; размер фокусного пятна линзы в воздухе, рассчитанный по полуспаду интенсивности, равен $\text{FWHM} = 0,32\lambda$, где λ – длина волны, что меньше дифракционного предела, который задается *sinc*-функцией и равен $\text{FWHM} = 0,44\lambda$, и меньше, чем размер пятна фокусировки, сформированного суперлинзой, которое описывается функцией Бесселя и имеет диаметр $\text{FWHM} = 0,35\lambda$.

2.6 Оптимизация параметров планарной бинарной линзы для видимого диапазона излучения

Актуальной задачей является уменьшение диаметра фокусного пятна фокусирующей системы. Например, в работах [114, 187, 259, 260] использовались бинарные и полутонные дифракционные элементы, дополняющие основной объектив. В этих работах использовался радиально-поляризованный свет. В [145] для получения острой фокусировки света с целью достижения нанотурбулентностей в жидкостях использовались микродиски. Диски из нитрида кремния Si_3N_4 (показатель преломления $n = 2,1$) высотой 400 нм и диаметром от 1 до 10 мкм облучались светом с длиной волны 488, 532 и 633 нм. В работе достигнута фокусировка света внутри диска в фокусное пятно овальной формы по полуспаду интенсивности $\text{FWHM} = 460$ нм, то есть $0,72\lambda$ в лучшем случае. При моделировании в [82] достигнута фокусировка света в пятно шириной $0,4\lambda$. Для этого использовалась градиентная 3D линза Микаэляна, фокусирующая радиально-поляризованный свет, максимальный показатель преломления в центре линзы $n = 1,5$. Моделирование проводилось с помощью FDTD – метода. В [167] было получено изображение точечного источника света с помощью градиентной 2D микролинзы Микаэляна с максимальным показателем преломления в центре линзы $n = 3,47$ (кремний) для длины волны света $\lambda = 1,55$ мкм. Ширина максимума интенсивности по полуспаду составила $\text{FWHM} = 0,12\lambda$. А в [261] с помощью ди-

фракционного элемента с числовой апертурой $NA = 0,95$ удалось сфокусировать радиально-поляризованный свет в пятно шириной $FWHM = 0,7\lambda$. Как видно из приведённых работ, наилучшая фокусировка света $FWHM = 0,12\lambda$ достигнута при использовании 2D градиентной линзы с максимальным показателем преломления в центре $n = 3,47$, что соответствует кремнию. Для показателя преломления в центре линзы $n = 1,5$ достигнута фокусировка света диаметром не менее $0,4\lambda$. Кремний пропускает свет с длинами волн от 1,2 мкм до 7 мкм, при этом при прохождении светом 10 мм в кремнии наблюдается его затухание вдвое [141], что делает его удобным для изготовления оптики для телекоммуникационной длины волны света ($\lambda = 1,55$ мкм) и практически невозможным его использование для линз, работающих в видимой области спектра. Однако для изучения свойств градиентных линз удобно использовать лазерное излучение с длиной волны $\lambda = 532$ нм. Эта длина волны соответствует зелёному цвету видимой части спектра и может быть сгенерирована полупроводниковым лазером, а также твёрдотельным лазером на неодимовом стекле (с двукратным умножением основной частоты). У этих лазеров высокий КПД и видимое глазом и CCD – камерами излучение, они широко распространены и относительно дешёвы.

В данном параграфе проведено 3D моделирование фокусировки линейно-поляризованного света планарной бинарной микролинзой или фотонно-кристаллической (ФК) линзой, аналогичной градиентной линзе Микаэляна для длины волны света $\lambda = 532$ нм. Фотонные кристаллы использовались для фокусировки света и ранее, например, в [262] моделировалась фокусировка световых импульсов многослойным фотонным кристаллом, однако полученное фокусное пятно было порядка длины волны света 1,55 мкм. Кроме того, фотонный кристалл в [262] не рассчитывался как аппроксимация градиентной секансной линзы. Предполагается, что линза, рассчитанная в данном параграфе, выполнена в плёнке электронного резиста, имеющего показатель преломления $n = 1,56$, нанесённого на подложку из плавленного кварца ($n_0 = 1,46$). Такой вариант моделирования линзы выбран потому, что возможно изготовление такой линзы средствами электронной литографии. Моделирование проводилось FDTD-методом, реализованным в программе FullWave фирмы RSoft.

Моделирование в двумерном случае

Для начала рассмотрим двумерный вариант. На рис. 2.54 приведена схема рассматриваемой задачи в 2D случае. Свет с длиной волны $\lambda = 532$ нм распространяется в планарном волноводе шириной W и фокусируется градиентной секансной линзой. На линзу падала плоская волна с ТЕ-поляризацией. Вектор электрического поля направлен вдоль оси Y .

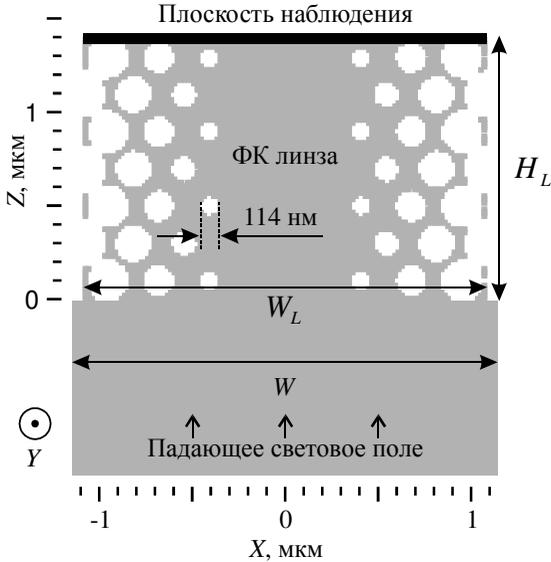


Рис. 2.54 Схема рассматриваемой задачи в двумерном случае (серый цвет – $n = 1,56$, белый – $n = 1$)

Волноводом является плёнка электронного резиста, нанесённая на плавлённый кварц. Показатель преломления резиста $n_1 = 1,56$. Для удобства изготовления линза выполнена в виде фотонного кристалла (ФК). Градиентный показатель преломления в линзе [82] формируется за счёт травления отверстий в электронном резисте до подложки. Линза рассчитывалась в предположении возможности изготовления средствами электронной литографии с разрешением 100 нм.

Минимальный диаметр отверстия в градиентном фотонном кристалле, образующем линзу, равен 114 нм. Показатель преломления подложки $n_0 = 1,46$. Для получения острой фокусировки света на границе ФК линзы её ширина была выбрана $W_L = 2,55$ мкм, длина $H_L = 1,83$ мкм. При таких параметрах в двумерном случае ширина фокусного пятна по полуспаду интенсивности составила $FWHM = 0,361\lambda$, эффективность фокусировки по полуспаду интенсивности составила 65%. Расположение и диаметр отверстий в ФК были рассчитаны для данных параметров ширины и высоты линзы, после чего была проведена оптимизация величин W_L и H_L с целью уменьшения фокусного пятна. Для ускорения расчётов оптимизация размеров ФК линзы была проведена в двумерном случае для ТЕ-поляризации. При изменении ширины W_L и высоты H_L линзы координаты центров от-

верстей сдвигались пропорционально, но их диаметры оставались неизменными. На рис. 2.55 представлены графики распределения интенсивности излучения в плоскости наблюдения в 10 нм за линзой до и после оптимизации. При начальных расчётных параметрах в плоскости наблюдения имеется только фокусное пятно практически с полным отсутствием боковых лепестков (рис. 2.55а). Однако при некотором появлении боковых лепестков (их высота составляет около 30% от основного максимума интенсивности) можно уменьшить ширину фокусного пятна. Минимальная ширина фокусного пятна (рис. 2.55б) $FWHM=0,28\lambda$ и достигается при ширине и высоте линзы $W_L=2,652$ мкм, $H_L=1,39$ мкм (рис. 2.56). Эффективность фокусировки при этом упала до 39,8%.

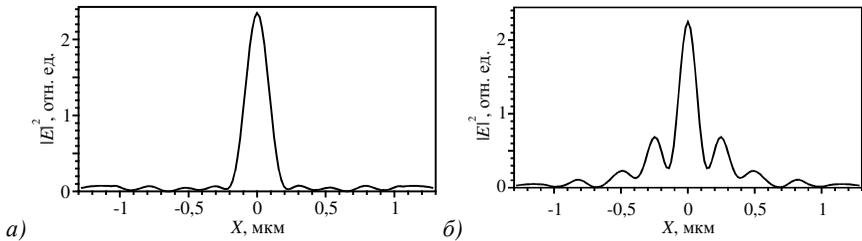


Рис. 2.55 Распределение интенсивности в 10 нм за линзой в двумерном случае до оптимизации (а) и после оптимизации (б) размеров линзы. Падающая на волновод волна плоская, интервал разбиения сетки отсчётов по всем трём координатам равен $\lambda/30$

Оптимизированный профиль показателя преломления линзы показан на рис. 2.56

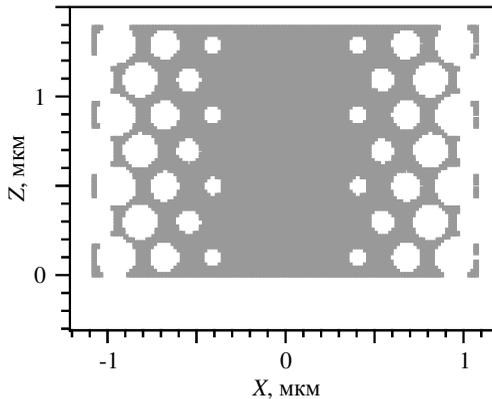


Рис. 2.56 Распределение показателя преломления в линзе в плоскости XZ после оптимизации ширины и высоты (серый цвет – $n=1,56$, белый цвет – $n=1$)

Наибольшее значение для получения острой фокусировки имеет часть света, падающего на края линзы. Если линза освещается светом с гауссовым распределением интенсивности с радиусом σ вдоль оси X , равным половине ширины линзы, острота фокусировки падает значительно. На рис. 2.57 представлено распределение интенсивности поля на расстоянии 10 нм за линзой для гауссова источника света с радиусом вдоль оси X $\sigma = 1,275$ мкм в двумерном случае. Для рис. 2.57 ширина фокусного пятна $\text{FWHM} = 0,35 \lambda$, что примерно на 30% больше, чем в случае плоской падающей волны. Однако в волноводе с постоянным показателем преломления устанавливается основная мода с почти гауссовым распределением интенсивности. Для увеличения интенсивности падающего света на края линзы ширина волновода W была выбрана больше ширины линзы, а радиус гауссова пучка вдоль оси X был принят $\sigma = 2,75$. Таким образом, на линзу попадает центральная часть гауссова пучка, амплитуда которого на краях линзы падает приблизительно до 0,8 от максимума по центру линзы. Это улучшает остроту фокусировки, хотя и уменьшает её эффективность.

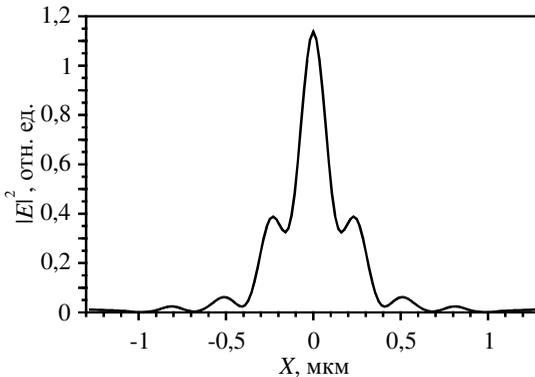


Рис. 2.57 Распределение интенсивности за линзой, освещённой гауссовым пучком с радиусом вдоль оси X $\sigma = 1,275$ мкм в двумерном случае, $W = W_L$

Моделирование в трёхмерном случае

Трёхмерная оптическая схема и внешний вид линзы с волноводом изображены на рис. 2.58. Ось Z проходит через оптическую ось системы – по центру планарного волновода (хотя на рис. 2.58 она нарисована сбоку). Основной волновод шириной W продолжается по бокам линзы, при этом между ним и ФК-линзой имеются щели шириной x_1 . Таким образом часть света, не попавшая на линзу, распространяется дальше за неё и может быть отведена по двум волноводам за пределы области фокуса. Моделирование показало, что в трёхмерном случае на ширину фокусного пятна ФК-линзы влияет как толщина плёнки волновода, так и величина зазора x_1 по бокам линзы.

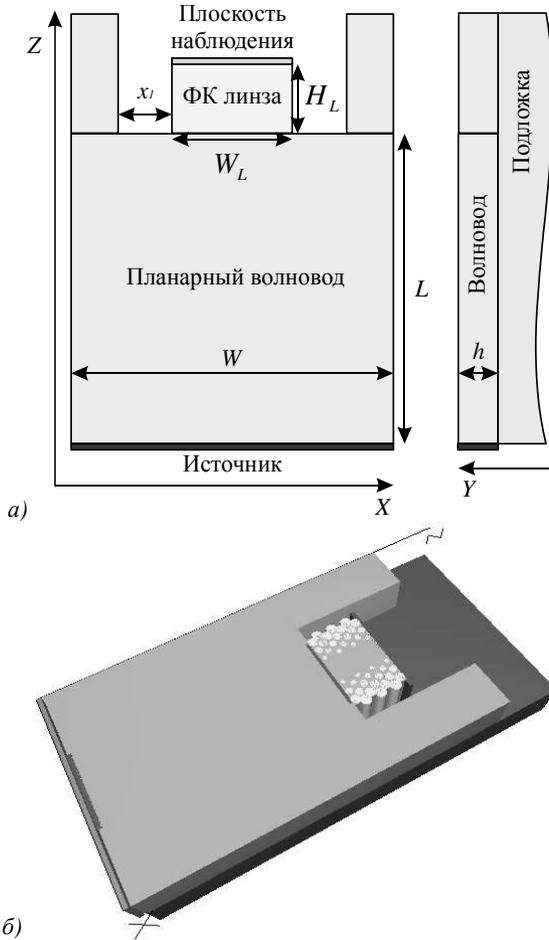


Рис. 2.58 Трёхмерная оптическая схема планарной ФК-линзы на подложке из плавленого кварца (а) и 3D вид (б)

Моделирование трёхмерной оптической схемы проводилось при следующих параметрах: радиус распространяющегося в волноводе гауссова пучка $\sigma = 2,75$ мкм, длина волновода между источником и линзой $L = 6$ мкм, ширина волновода $W = 5,5$ мкм, интервал разбиения сетки отсчётов по всем трём координатам равен $\lambda/20$. Размеры линзы W_L и H_L те же, что и на рис. 2.57 На рис. 2.59 показаны мгновенные распределения амплитуды поля E_y в момент времени $cT = 12$ мкм, где c – скорость света в вакууме. Волновод освещён волной с напряжённостью электрического по-

ля E_y , а в фокусе линзы рассчитывалась интенсивность $I=|E|^2=|E_y|^2+|E_z|^2$, где E_z – продольная составляющая электрического вектора.

Из мгновенных распределений поля E_y видно, что после достижения конца линзы часть света переходит в подложку и начинает распространяться вглубь, другая часть выходит в окружающее пространство над подложкой. Также видно, что за счёт избыточной ширины W волновода по отношению к ширине линзы W_L на линзу попадает центральная часть из гауссова пучка в волноводе. За счёт этого достигается более равномерная интенсивность падающего поля как по центру, так и на краях ФК–линзы, что улучшает остроту фокусировки. На рис. 2.60а представлена зависимость ширины фокусного пятна по полуспаду интенсивности от толщины волновода, измеренная по центру волновода. Зазор по краям линзы при этом был принят $x_1=0,11$ мкм. Из рис. 2.60а видно, что чем меньше толщина волновода h , тем шире фокусное пятно вдоль оси X . С другой стороны, чем меньше толщина волновода h , тем меньше доля света, распространяющаяся в плёнке волновода в виде моды.

Зависимость максимума усреднённой по времени интенсивности в фокусе линзы от толщины волновода показана на рис. 2.60б.

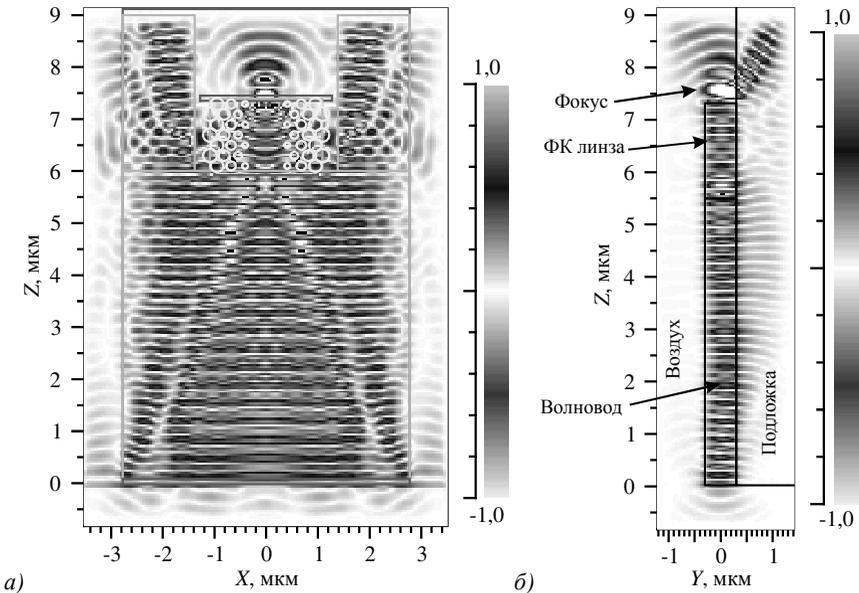


Рис. 2.59 Мгновенное распределение поля E_y в момент времени $tT=12$ мкм в плоскости XZ , $Y=0$ (а) и в плоскости YZ , $X=0$ (б), ТЕ-поляризация

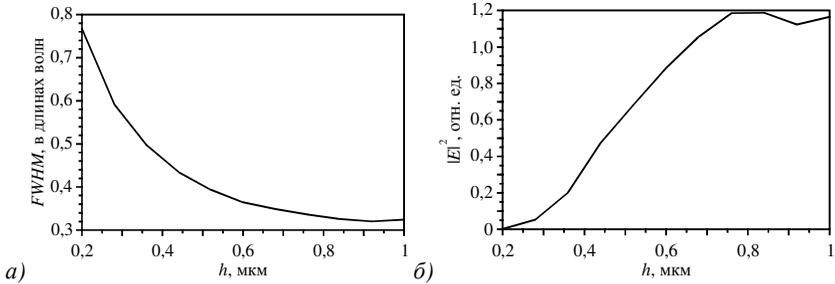


Рис. 2.60 Зависимость ширины фокусного пятна линзы от толщины плёнки волновода (а); зависимость величины максимума интенсивности $|E|^2$ в фокусе от толщины волновода (б); $x_1=0,11$ мкм для обоих графиков

Видно, что с уменьшением толщины волновода h менее 0,75 мкм интенсивность света в фокусе линзы падает, что свидетельствует о потере света, уходящего в подложку. Однако с увеличением толщины волновода увеличивается соотношение глубины травления к диаметру отверстий, составляющих фотонный кристалл (аспектное отношение), что усложняет изготовление ФК-линзы средствами электронной литографии. Оптимальным было выбрано значение высоты $h = 0,6$ мкм.

На рис. 2.61 показана зависимость ширины фокусного пятна вдоль оси X через центр волновода по полуспаду интенсивности от расстояния x_1 . Видно, что наиболее оптимальное расстояние $x_1 = 0,11$ мкм.

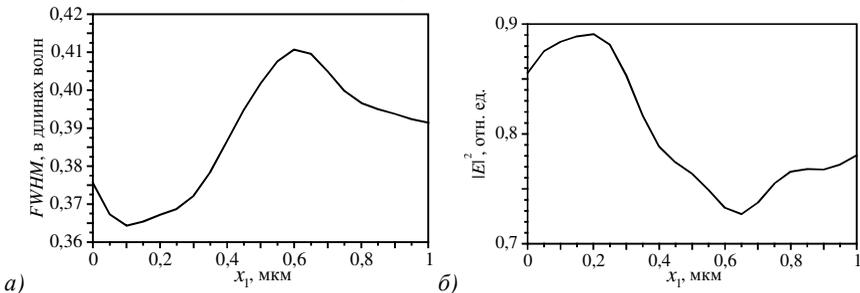


Рис. 2.61 Зависимость ширины фокуса FWHM вдоль оси X (а) и зависимость интенсивности $|E|^2$ в центральной части фокусного пятна (б) от расстояния x_1 между линзой и частями волновода вдоль линзы, толщина волновода $h=0,6$ мкм

При этом достигается минимальное фокусное пятно $\text{FWHM} = 0,365\lambda$ и максимальная интенсивность в фокусе. Эффективность фокусировки по полуспаду интенсивности при этом равна 41%. При другой толщине волновода h меняется только интенсивность в фокусном пятне, оптимальное расстояние x_1 остаётся постоянным. На рис. 2.62 показана форма фокусного пятна за линзой при оптимальных параметрах: $x_1 = 0,11$ мкм, $h = 0,6$ мкм.

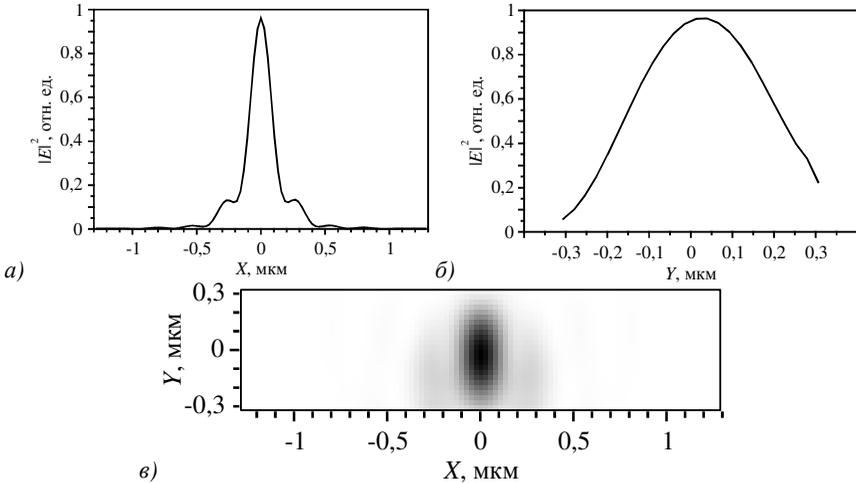


Рис. 2.62 Распределение интенсивности $|E|^2$ за линзой по линии вдоль оси X через максимум интенсивности (по центру волновода) с ФК–линзой (а); вдоль оси Y через центр волновода (б); двумерное распределение интенсивности $|E|^2$ в плоскости наблюдения (негатив) (в)

Видно, что в трёхмерном случае боковые лепестки проявляются слабее (15%), чем в двумерном случае (30%), как в случае плоской падающей волны на линзу (рис. 2.55б), так и в случае гауссова распределения (рис. 2.57). Ширина фокусного пятна вдоль оси X $FWHM=0,365\lambda$. Поскольку линза планарная, вдоль оси Y фокус не наблюдается, ширина по полуспаду интенсивности вдоль оси Y $FWHM=0,74\lambda$. Если же убрать фотонный кристалл (заполнить отверстия тем же материалом), то фокус в плоскости наблюдения превращается в интерференционную картину, состоящую из трёх пиков интенсивности равной величины, причём центральный пик интенсивности становится шире, в этом случае его ширина $FWHM=0,46\lambda$. Это показано на рис. 2.63. Все остальные параметры моделирования те же, что и на рис. 2.62.

Из рис. 2.63 также видно, что в случае отсутствия ФК–линзы несимметричность оптической схемы вдоль оси Y (наличие подложки с близким показателем преломления) сказывается на положении максимумов интенсивности, они смещены в сторону подложки примерно на 60 нм. При наличии фотонного кристалла, образующего линзу, этого эффекта не наблюдается.

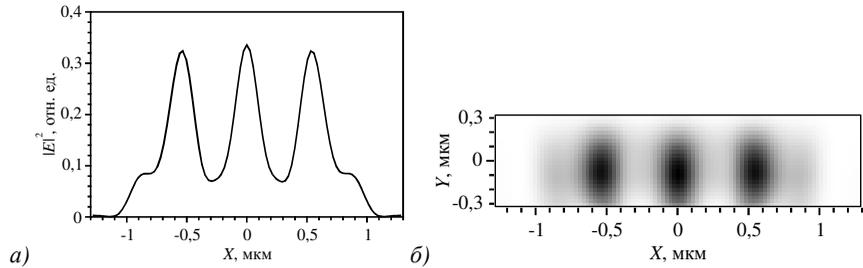


Рис. 2.63 Распределение интенсивности за линзой ($|E|^2$) по линии вдоль оси X через максимум интенсивности (на расстоянии $0,24$ мкм от подложки) без фотонного кристалла (отверстия отсутствуют) (а); двумерное распределение $|E|^2$ в плоскости наблюдения (негатив) (б)

В этом параграфе получены следующие результаты [262]. Рассчитана цилиндрическая планарная бинарная линза, аналог градиентной линзы Микаэляна [82, 167], шириной $W_L = 2,652$ мкм, длиной $H_L = 1,39$ мкм, выполненная в виде фотонного кристалла в плёнке резиста с показателем преломления $n_1 = 1,56$ на подложке из плавленого кварца с показателем преломления $n_0 = 1,46$, которая фокусирует свет с ТЕ-поляризацией, $\lambda = 532$ нм на своей границе с шириной по полуспаду интенсивности вдоль оси, поперечной волноводу, $\text{FWHM} = 0,28\lambda$ в двумерном случае и $\text{FWHM} = 0,365\lambda$ в трёхмерном случае; эффективность фокусировки света в трёхмерном случае равна 41%. Этот диаметр меньше, чем было получено для 3D цилиндрической линзы Микаэляна в [82], и меньше, чем диаметр фокусного пятна, полученный с помощью микросфер из латекса ($n = 1,59$) диаметром 3 мкм [58]. Показано, что за счёт изменения длины и ширины бинарной линзы от расчётных значений удалось уменьшить ширину фокусного пятна с $\text{FWHM} = 0,361\lambda$ до $\text{FWHM} = 0,28\lambda$ в двумерном случае, при этом возникли дополнительные боковые лепестки рядом с основным максимумом интенсивности, составляющие 30% от основного максимума.

2.7 Гиперболическая секансная линза со щелью для субволновой фокусировки света

Оптические микролинзы играют важную роль в миниатюризации современных устройств нанопотоники. Они часто используются в лазерных излучателях, приемниках оптических сигналов, в микроскопии, сопряжение волноводов и т. д. Достижение сверхразрешения в устройствах нанопотоники помогает еще более уменьшить размеры оптических устройств, достичь новых возможностей как в обработке, так и в передаче информации. При этом важны как достижимая острота фокусировки излучения, так и её энергетическая эффективность. Например, в [93, 113, 263] при моде-

лировании было получено фокусное пятно с диаметром $\lambda/2$ - $\lambda/4$. В [93, 263] для острой фокусировки света использовали дифракционную линзу с относительно большим фокусным расстоянием, в связи с чем диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности (FWHM) был равен $\lambda/2$. Для увеличения числовой апертуры и уменьшения фокусного пятна широко применяют иммерсионные линзы [113]. С помощью них авторы в [113] достигли ширины фокусного пятна $\text{FWHM}=\lambda/4$ при показателе преломления линзы $n=2$ и числовой апертуре $\text{NA}=1,7$. А при использовании метаматериалов и иммерсионной оптики [264] возможно достичь эффективной числовой апертуры $\text{NA}=4,5$ и фокусного пятна с диаметром $\text{FWHM}=\lambda/9$ при фокусировке света в материале линзы. Однако такое узкое фокусное пятно остаётся внутри линзы. Уменьшению фокусного пятна способствует фокусировка радиально или азимутально поляризованного света [118, 265]. Например, в [118] получена фокусировка света в фокусное пятно $\text{FWHM}=\lambda/3$ в воздухе. Одним из способов преодоления дифракционного предела является фокусировка света с помощью плазмонов на периодических структурах [266, 267]. Таким образом можно получить острую фокусировку света, периодически повторяющуюся в пространстве. Широко используются для фокусировки света нано щели [79, 268]. Например, в [79] получена локализация в пятно шириной около $\lambda/2$ света, выходящего из «субволнового генератора» – двух щелей шириной 80 нм каждая. А в [268] рассматриваются линзы, состоящие из щелей нанометрового размера в золоте. Свет, проходя через щели шириной 20 нм, фокусируется в область около половины длины волны. Числовая апертура щелевой линзы составляет при этом $\text{NA}=0,75$. В [269] рассмотрена локализация в метаматериале света, выходящего из двух и более щелей. Свет, выходящий из щелей в экране шириной 20 нм, интерферирует в метаматериале, состоящего из пленок Ag и SiC, и на границах расходящихся световых потоков от каждой щели образуется световое пятно шириной $\text{FWHM}=22$ нм, или $\lambda/17$. Эффективность такой локализации света авторы не указывают, предположительно, она должна быть невелика, так как только края световых потоков участвуют в формировании узкого светового пятна. Так же не указано, как можно вывести такое острое фокусное пятно из метаматериала. Интересно, что щель, ширина которой имеет порядок десятков нанометров, может служить для локализации и распространении в ней света, как в волноводе [146, 201]. Широко распространены градиентные линзы для острой фокусировки света, в частности, планарные фотонно-кристаллические линзы [58, 270]. В [271] фокусировка в область приблизительно $\lambda/4$ осуществляется массивом отверстий в тейпере, что позволяет сопрягать два планарных волновода. В [272, 273] рассматривается дифракция света на нано ще-

ли в метаматериалах. Располагая планарную гиперболическую линзу из многослойного метаматериала за экраном со щелью, можно добиться субволновой фокусировки света в такой линзе. В [272] получена фокусировка света в пятно $\text{FWHM}=\lambda/10$, в [273] при подобной оптической схеме – $\lambda/5$. В этих работах линза состоит из десятков слоёв серебра толщиной 5 нм и SiC толщиной 10 нм. Изготовление её на практике затруднительно.

В данном параграфе суммируются полезные качества щели шириной несколько десятков нанометров для локализации света и градиентной линзы для острой фокусировки света, например, линзы Микаэляна [262, 274]. Рассмотрена острая фокусировка света с помощью планарной градиентной линзы в двумерном случае с использованием щели для локализации света в узком пятне, шириной FWHM близким к ширине щели. Например, для планарной бинарной микролинзы в кремнии со щелью шириной 50 нм с энергетической эффективностью 44% формируется вблизи поверхности линзы фокусное пятно с шириной $\text{FWHM}=\lambda/23$. Это меньше, чем сообщалось во всех перечисленных выше работах [263-273]. Фокусировка производится на границе линзы, таким образом острое фокусное световое пятно доступно для различных приложений нанофотоники. Отметим, что в работах [58, 79, 118, 146, 262, 264, 266, 268, 269, 270, 272, 273, 274] тоже рассматривался двумерный расчёт фокусировки света. Расчёт света градиентной линзой со щелью в двумерном случае позволяет получить качественную оценку фокусировки света. В трехмерном случае результаты по эффективности и ширине фокусного пятна могут отличаться приблизительно на 30%, что показано в [262].

Моделирование

Схема рассматриваемой задачи представлена на рис. 2.64

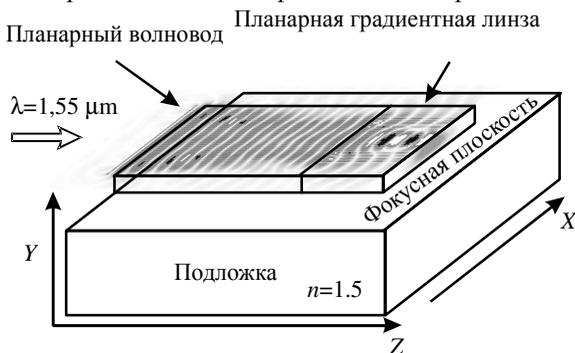


Рис. 2.64 Схема рассматриваемой задачи

Свет, выходящий из планарного волновода, выполненного из кремния ($n_0=3,47$) на подложке из плавленного кварца, фокусируется градиентной

линзой. Максимальный показатель преломления градиентной линзы на оптической оси равен показателю преломления в волноводе n_0 . На рис. 2.65 представлена схема планарной градиентной линзы со щелью.

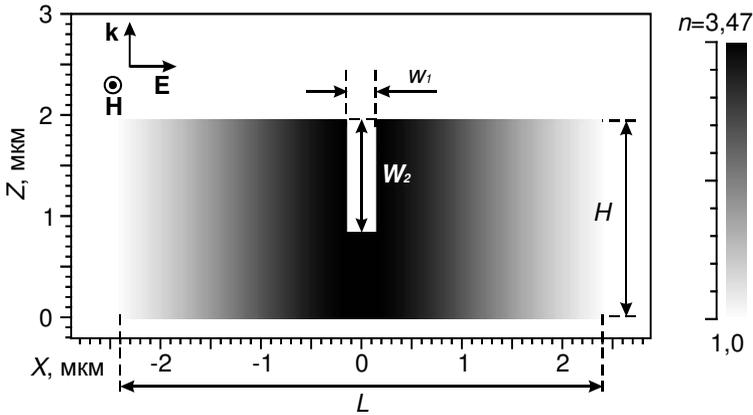


Рис. 2.65 Распределение показателя преломления (в полтонах) градиентной линзы со щелью, направление векторов электрического и магнитного полей показаны для случая ТМ-поляризации

В качестве градиентной линзы рассмотрим планарную гиперболическую секансную (ГС) линзу, показатель преломления которой зависит от поперечной координаты x следующим образом [262, 274] (H – длина линзы):

$$n(x) = n_0 ch^{-1} \left(\frac{\pi x}{2H} \right). \tag{2.137}$$

Щель в планарной ГС линзе шириной W_1 располагается на оптической оси линзы и доходит до выходной фокусной плоскости линзы. Щель может проходить через всю линзу ($W_2 = H$), или находиться в последней части линзы ($W_2 < H$). Ширина щели W_1 может быть менее дифракционного предела фокусировки света в материале линзы на оптической оси. Моделирование распространения света через линзу проводилось методом FDTD, реализованным в коммерческом программном обеспечении FullWave (фирма RSoft). На рис. 2.66 представлен график распределения интенсивности в фокусной плоскости линзы без щели, на расстоянии 10 нм за выходной плоскостью линзы. Параметры моделирования: $H=1,95$ мкм, $L=4,8$ мкм, показатель преломления на оптической оси $n=3,47$ (кремний), длина волны света $\lambda=1,55$ мкм, падающая волна плоская, ТЕ-поляризация. Длина линзы H подобрана для оптимального фокусного пятна. Отметим, что в случае

ТМ-поляризации качество фокусирования света градиентной линзой без щели будет намного хуже (фокусное пятно будет шире в 4 раза, а боковые лепестки близ фокуса будут составлять приблизительно половину от фокусного пятна).

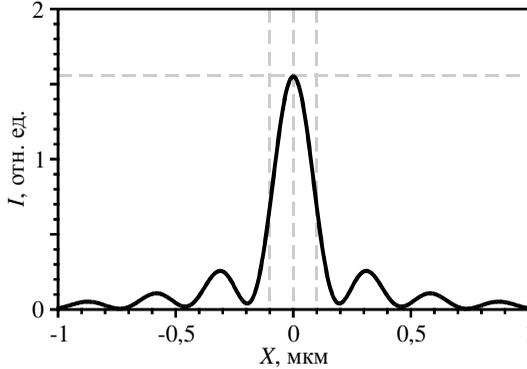


Рис. 2.66 Распределение интенсивности излучения в фокусе линзы $|E_y|^2$ при отсутствии щели, падающая волна имеет ТЕ-поляризацию

На рис. 2.66 ширина фокусного пятна по полуспаду интенсивности $FWHM = 0,181 \text{ мкм} = 0,117\lambda$. Это значение меньше дифракционного предела в фокусе, который составляет для данного показателя преломления $FWHM = 0,44 \frac{\lambda}{3,47} = 0,127\lambda$. Покажем, что используя щель на оптической

оси линзы с показателем преломления в щели $n=1$ и начальное световое поле с ТМ-поляризацией, можно достичь более острой фокусировки света. На рис. 2.67а приведен график зависимости ширины фокусного пятна $FWHM$ от ширины щели W_1 . Длина щели была взята равной длине линзы $W_2=H=2,2 \text{ мкм}$, остальные параметры моделирования такие же, что и для рис. 2.66.

Из рис. 2.67а видно, что ширина фокусного пятна по полуспаду интенсивности линейно зависит от ширины щели в линзе W_1 , фокусное пятно немного шире её. На рис. 2.67б приведен график зависимости интенсивности в фокусе линзы при $W_1=50 \text{ нм}$. Видно, что интенсивность света в фокусе линзы со щелью примерно в 6,5 раз больше, чем в случае линзы без щели (рис. 2.66) при прочих равных параметрах. Дифракционная эффективность фокусировки света η_D планарной градиентной линзой со щелью в область, близкую к ширине щели, так же зависит от ширины щели W_1 .

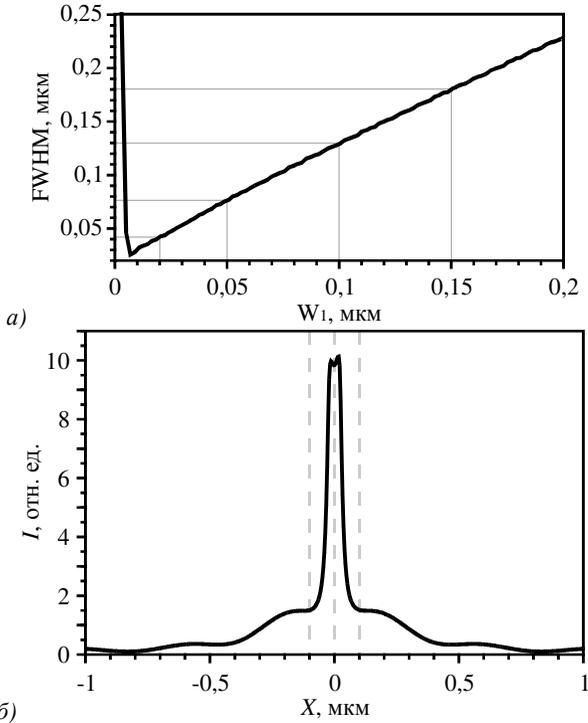


Рис. 2.67 Зависимость ширины фокусного пятна по полуспаду интенсивности от ширины щели W_1 (а), распределение интенсивности $I=|E_x|^2+|E_z|^2$ в фокусной плоскости (10 нм от линзы) при $W_1=50$ нм (б).

Максимум эффективности фокусирования света наблюдается при $W_1 \approx 40$ нм, при увеличении ширины щели наблюдается спад эффективности η_D (рис. 2.68а). Такой эффект обуславливается, во-первых, уменьшением интенсивности света в фокусе при увеличении ширины щели W_1 (рис. 2.68б), а во-вторых, изменением боковых лепестков, и как следствие, изменением η_D . Эффективность η_D рассчитывалась как отношение энергии, заключенной в центральном лепестке картины дифракции в фокусе (приблизительно -75 нм $< X < 75$ нм на рис. 2.67б) ко всей энергии, пришедшей в выходную плоскость шириной L . Из рис. 2.67а так же видно, что при ширине щели $W_1 < 5$ нм ширина фокуса начинает расти. При этом минимальная ширина фокусного пятна достигается при $W_1 = 5$ нм и равна

$\text{FWHM} = 13 \text{ нм} = \lambda/119$. Для сравнения на рис. 2.66 фокусное пятно имеет ширину $\text{FWHM}=\lambda/8$ и эффективность $\eta_D=60\%$.

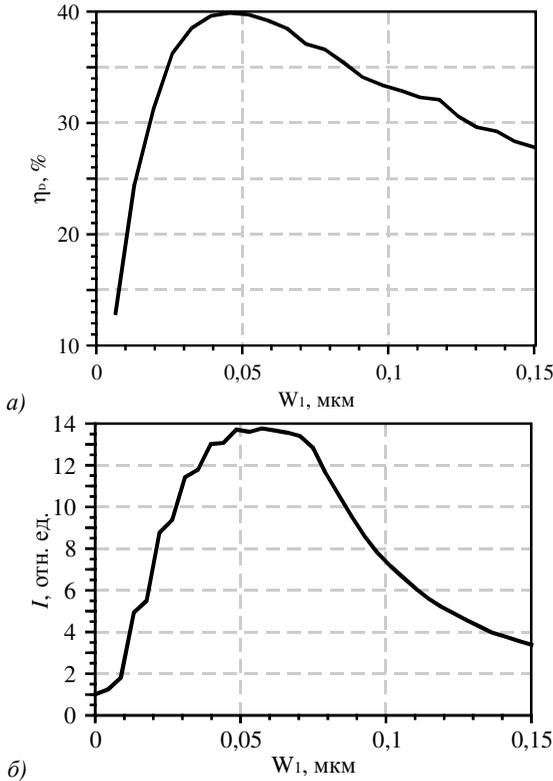


Рис. 2.68 Зависимость эффективности фокусировки света η_D (а) и интенсивности в произвольных единицах в фокусе линзы (б) от ширины щели W_1 , $W_2=H$

Из рис. 2.68 видно, что при рассматриваемых параметрах максимальная эффективность равна $\eta_D=39,9\%$, а ширина фокусного пятна при этом равна $\text{FWHM}=55 \text{ нм}=\lambda/28$ (см. рис. 2.67а). На рис. 2.69 показаны зависимости эффективности фокусировки света η_D (а) и интенсивности света в фокусе линзы (б) от длины щели W_2 для фиксированной ширины щели $W_1=50 \text{ нм}$. Для расчёта эффективности η_D здесь так же, как и для рис. 2.68, учитывалась область наиболее острой части фокусного пятна (до ближайших боковых лепестков), и была взята $-75 \text{ нм} < X < 75 \text{ нм}$. Из рис. 2.69 видно, что

в отсутствие щели ($W_1 = W_2 = 0$) дифракционная эффективность фокусирования света около 10%.

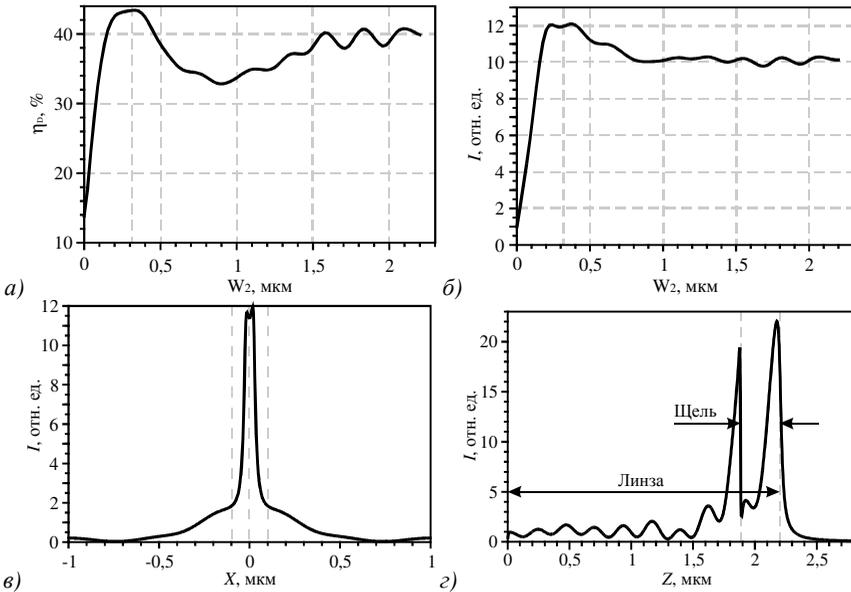


Рис. 2.69 Зависимость эффективности фокусировки света η_D (а) и интенсивности света в фокусе линзы (б) от длины щели W_2 при $W_1=50$ нм; распределение интенсивности света на 10 нм за линзой при $W_1=50$ нм, $W_2=0,31$ мкм (в) и на оптической оси (г)

Видно, что максимальные значения эффективности фокусировки η_D и интенсивности светового поля возникают приблизительно при длине щели, обеспечивающей задержку света в ней на $\lambda/2$, что при рассматриваемой длине волны и показателе преломления соответствует

$$W_2 = \frac{\lambda}{2(n_0 - 1)} = 0,314 \text{ мкм.}$$

Эффективность фокусировки света в этом случае достигает $\eta_D = 43,4\%$. При этом интенсивность света в фокусе линзы больше приблизительно на 20% (рис. 2.69в), а боковые лепестки менее выражены, чем в случае $W_2 = H$ (рис. 2.67б). Из рис. 2.69г видно, что наибольших значений интенсивность светового поля достигает приблизительно на расстоянии 30 нм от края линзы внутри щели. Так как линзу с градиентным распределением показателя преломления сложно изготовить современными средствами нанолитографии, для подобной острой фокусировки ТМ-

поляризованной волны можно использовать фотонно-кристаллическую линзу со щелью на оптической оси, аналогичную градиентной линзе по среднему распределению показателя преломления.

На рис. 2.70а показано распределение показателя преломления в плоскости XZ фотонно-кристаллической линзы, аналогичной градиентной линзе (рис. 2.65).

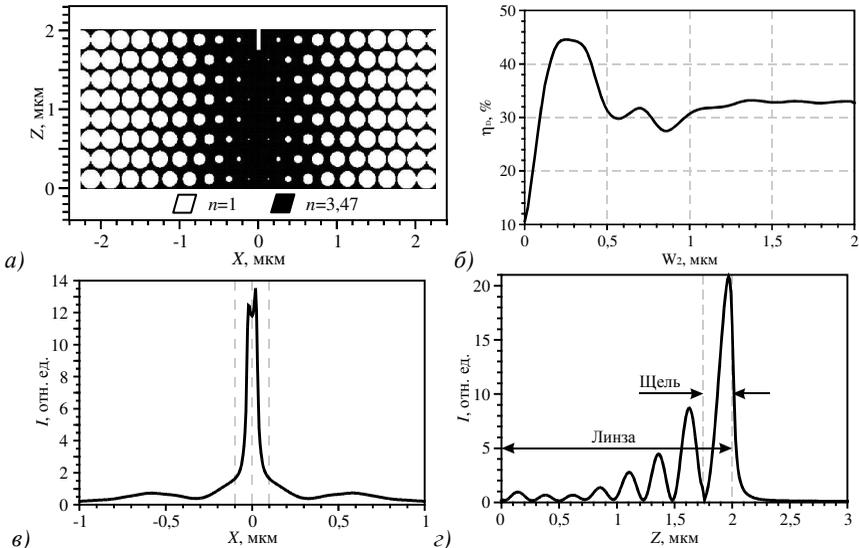


Рис. 2.70 Распределение показателя преломления в фотонно-кристаллической линзе со щелью (а), зависимость дифракционной эффективности η_D от длины щели W_2 при ширине щели $W_1=50$ нм (б), распределение интенсивности в фокусе в поперечной плоскости на 10 нм за линзой (в) и на оптической оси (г)

Параметры линзы на рис. 2.70а: 8 рядов отверстий вдоль оси Z, 20 рядов отверстий вдоль оси X с шахматным расположением, минимальный диаметр отверстий 30 нм, максимальный – 250 нм, длина линзы 2 мкм, ширина 4,8 мкм, показатель преломления материала линзы $n=3,47$, $W_1=50$ нм, $W_2=0,25$ мкм. Для такой линзы зависимость эффективности фокусировки света η_D от длины щели W_2 при фиксированном значении ширины щели $W_1=50$ нм выглядит аналогично градиентному варианту линзы (рис. 2.70б). Максимальная эффективность фокусировки света в фокусное пятно шириной 150 нм составляет $\eta_D=44,3\%$ при $W_2=0,25$ мкм. Ширина такого фокусного пятна $\text{FWHM}=0,044\lambda$.

В этом параграфе получены следующие результаты [275, 276]. С помощью 2D FDTD метода показано, что если в планарной градиентной гиперболической секансной микролинзе на основе кремния размером 5×2 мкм сделать нано отверстие на оптической оси шириной 50 нм и длиной около 300 нм, то для падающей плоской волны с ТМ-поляризацией на выходе линзы сформируется фокусное пятно с эффективностью $\eta_D = 43\%$ и шириной $\text{FWHM} = 0,035\lambda = \lambda/28$. Это фокусное пятно меньше всех рассмотренных ранее в работах [263-273]. С помощью 2D FDTD метода показано, что планарная фотонно-кристаллическая микролинза в кремнии, являющаяся бинарным аналогом градиентной гиперболической секансной микролинзы с наноотверстием в выходной плоскости на оптической оси шириной 50 нм и длиной 250 нм фокусирует плоскую волну с ТМ-поляризацией в фокусное пятно шириной $\text{FWHM} = 0,044\lambda = \lambda/23$ с дифракционной эффективностью $\eta_D = 44\%$. Это фокусное пятно так же меньше субволновых фокусных пятен из работ [263-273].

2.8 Гипергеометрические лазерные пучки в параболическом волноводе

В 2007 году были рассмотрены параксиальные гипергеометрические моды (ГГ-моды) [277]. Немного позже на основе ГГ-мод были получены гипергеометрические-гауссовы лазерные пучки [278]. В [279] рассмотрено более общее семейство ГГ-пучков, которые включают в себя как частные случаи ГГ-моды [277] и гипергеометрические-гауссовы пучки [278]. Лазерные ГГ-пучки были экспериментально сформированы с помощью дифракционных оптических элементов [280] и голограмм, синтезированных на компьютере [281]. Недавно получены аналитические выражения, описывающее распространение ГГ-пучков в градиентной гиперболической среде [282] и одноосном кристалле [283].

В этом параграфе получено выражение, описывающее распространение ГГ-пучков в 3D градиентном параболическом волноводе. Показано, что световое поле ГГ-пучков периодически повторяется, а через каждые полпериода формируется Фурье-спектр. Также было получено новое семейство модовых решений для уравнения Гельмгольца в параболической среде. Эти решения пропорциональны функциям Куммера и расходятся на бесконечности. Однако при некоторых значениях параметров функции Куммера эти решения становятся конечными и переходят в известные моды Лагерра-Гаусса (ЛГ-моды). В последнее время возрос интерес к градиентным элементам микрооптики. Так в [284-286] рассматривалась градиентная микролинза Лунеберга. В [284, 285] были проведены эксперименты с планарной линзой Лунеберга, а в [286] моделирование планарной фотонно-кристаллической линзы Лунеберга показало, что сформированный ею фокус имеет ширину по

полупаду интенсивности $FWHM=0,44\lambda$ при $n_0=1,41$. В [28, 287] рассмотрена планарная, а в [82] трехмерная линзы Микаэляна с градиентным показателем преломления в виде гиперболического секанса. В [82] показано, что 3D градиентная линза Микаэляна формирует фокальное пятно с диаметром по полупаду интенсивности $FWHM = 0,40\lambda$. В [198] рассмотрена планарная субволновая бинарная линза Микаэляна, формирующая фокус шириной $FWHM = 159 \text{ нм} = 0,102\lambda = 0,35\lambda/n$, $n=3,47$ – показатель преломления линзы.

В этом параграфе рассмотрено распространение гауссова пучка в градиентном параболическом волокне. Участок этого волокна определенной длины можно рассматривать как градиентную параболическую (ГП) линзу. Моделирование показало, что фокусное пятно в такой линзе имеет диаметр $FWHM = 0,42\lambda$, при $n_0=1,5$ – показатель преломления на оси линзы. Получено также аналитическое выражение для радиусов скачков показателя преломления для бинарной линзы, аппроксимирующей 3D ГП-линзу. Рассчитанный FDTD-методом меньший диаметр эллиптического фокусного пятна такой бинарной параболической линзы равен $FWHM = 0,45\lambda$.

Параксиальные гипергеометрические пучки
в параболической градиентной среде

Рассмотрим параболическую градиентную среду с показателем преломления вида:

$$n^2(r) = n_0^2 \left[1 - \frac{(n_0^2 - n_1^2)}{n_0^2} \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \tag{2.138}$$

где r – радиальная поперечная координата, n_0 и n_1 – показатели преломления на оптической оси ($r = 0$) и при $r = r_0$. На рис. 2.71 показан профиль показателя преломления (2.138).

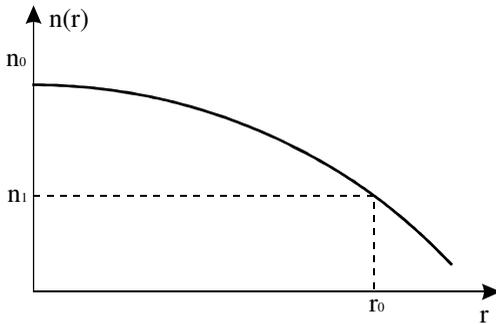


Рис.2.71 График зависимости параболического показателя преломления от радиальной координаты

Параксиальное уравнение распространения света в параболической среде (2.138) имеет вид:

$$\left[2ik \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} - (\alpha k)^2 \frac{(x^2 + y^2)}{4} \right] E(x, y, z) = 0, \quad (2.139)$$

где $\alpha = \frac{2\sqrt{n_0^2 - n_1^2}}{r_0 n_0}$, $k = \frac{2\pi}{\lambda} n_0$, λ – длина волны. В [288] показано, что общее решение (2.139) имеет вид:

$$E(x, y, z) = \frac{\alpha k}{2\pi i \sin(\tau z)} \exp \left[\frac{i\alpha k}{4tg(\tau z)} (x^2 + y^2) \right] \times \int \int_{-\infty}^{\infty} E_0(\xi, \eta) \exp \left\{ \frac{i\alpha k}{4 \sin(\tau z)} [(\xi^2 + \eta^2) \cos(\tau z) - 2(x\xi + y\eta)] \right\} d\xi d\eta, \quad (2.140)$$

где $\tau = \alpha/2$. Заметим, что интегральное преобразование (2.140) с точностью до обозначений совпадает с частичным преобразованием Фурье [289, 290]. В цилиндрических координатах уравнение (2.140) для начального поля $E_0(r, \varphi) = E_0(r) \exp(in\varphi)$ имеет вид:

$$E(\rho, \theta, z) = (-i)^{n+1} \frac{2k}{f_2} \exp \left(\frac{ik\rho^2}{2f_1} + in\theta \right) \int_0^{\infty} E_0(r) \exp \left(\frac{ikr^2}{2f_1} \right) J_n \left(\frac{kr\rho}{f_2} \right) r dr, \quad (2.141)$$

где n – целое число, $J_n(x)$ – функция Бесселя,

$$f_1 = f_0 tg(z/f_0), \quad f_2 = f_0 \sin(z/f_0), \quad f_0 = \frac{2}{\alpha} = \frac{r_0 n_0}{\sqrt{n_0^2 - n_1^2}}. \quad (2.142)$$

В [291] получены выражения, описывающие преобразования пучков ЛГ в параболическом волокне. Далее мы рассмотрим распространение в параболическом волокне (2.138) ГГ-пучков, которые в начальной плоскости описываются комплексной амплитудой [279]:

$$E_0(r) = \left(\frac{r}{\delta} \right)^{m+i\gamma} \exp \left(-\frac{r^2}{2\sigma^2} \right), \quad (2.143)$$

где m, γ – действительные числа, δ и σ – масштаб степенной амплитудной составляющей и радиус гауссова пучка. Подставим выражение (2.142) в (2.143) и воспользуемся справочным интегралом [31]:

$$\int_0^{\infty} y^{\mu-1} \exp(-\beta y^2) J_n(cy) dy = \frac{c^n \beta^{-(n+\mu)/2} \Gamma \left(\frac{n+\mu}{2} \right)}{2^{n+1} n!} {}_1F_1 \left(\frac{n+\mu}{2}, n+1, -\frac{c^2}{4\beta} \right), \quad (2.144)$$

где $\Gamma(x)$ – гамма-функция, ${}_1F_1(a,b,x)$ – функция Куммера [31], тогда получим вместо (2.142):

$$E_{m\gamma n}(\rho, \theta, z) = (-i)^{n+1} \left(\frac{2k\sigma^2}{f_2} \right) \left(\frac{\sqrt{2}\sigma}{\delta} \right)^{m+i\gamma} \exp\left(\frac{ik\rho^2}{2f_1} + in\theta \right) \left(1 - \frac{ik\sigma^2}{f_1} \right)^{-(m+i\gamma+2)/2} \times \frac{\Gamma\left(\frac{n+m+i\gamma+2}{2}\right) x^{n/2}}{n!} \times {}_1F_1\left(\frac{n+m+i\gamma+2}{2}, n+1, -x\right), \quad (2.145)$$

где

$$x = \frac{\rho^2}{2\omega^2(z)} + \frac{ik\rho^2}{2R(z)}, \quad \omega(z) = \sigma \left[\cos^2\left(\frac{z}{f_0}\right) + \left(\frac{f_0}{k\sigma^2}\right)^2 \sin^2\left(\frac{z}{f_0}\right) \right]^{1/2}, \quad (2.146)$$

$$R(z) = \frac{1}{2} f_0 \sin\left(\frac{2z}{f_0}\right) \left[1 + \left(\frac{f_0}{k\sigma^2}\right)^2 \operatorname{tg}^2\left(\frac{z}{f_0}\right) \right].$$

Световое поле (2.145) по модулю будет повторяться с периодом $L = \pi f_0$. Амплитуды в плоскостях, разделенных между собой расстоянием в половину периода $L_l = (\pi f_0)/2$, связаны преобразованием Фурье:

$$E_{m\gamma n}(\rho, \theta, z = L_l) = (-i)^{n+1} \left(\frac{k\sigma^2}{f_2} \right) \left(\frac{\sqrt{2}\sigma}{\delta} \right)^{m+i\gamma} \exp(in\theta) \times \frac{\Gamma\left(\frac{n+m+i\gamma+2}{2}\right) \left(\frac{\rho^2}{2\omega_l^2}\right)^{n/2}}{n!} {}_1F_1\left(\frac{n+m+i\gamma+2}{2}, n+1, -\frac{\rho^2}{2\omega_l^2}\right), \quad (2.147)$$

где $\omega_l = \frac{f_0}{k\sigma}$ – эффективный радиус светового поля в плоскости Фурье.

Световые поля (2.145) ортогональны между собой при разных значениях топологического заряда n . Заметим, что при $f_0 = k\sigma^2$ реальная часть аргумента функции Куммера перестает зависеть от расстояния z : $\omega(z) = \sigma = const$, а мнимая часть аргумента продолжает оставаться зависи-

мой от переменной z : $R(z) = \frac{1}{2} f_0 \operatorname{tg}\left(\frac{z}{f_0}\right)$. Поэтому и амплитуда всего

поля (2.145) будет зависеть от z . Поэтому ГГ-пучки (2.145) не являются модами параболической градиентной среды ни при каких параметрах и значениях номеров m, n, γ , за исключением гауссова пучка ($m = n = \gamma = 0$).

Моды параболической градиентной среды

Рассмотрим параболическую градиентную среду вида (2.138) $n^2(r) = n_0^2(1 - \tau^2 r^2)$, где $\tau = \alpha/2$. Будем искать решение уравнения Гельмгольца для параболической среды

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(r) \right) E(r, \varphi, z) = 0 \tag{2.148}$$

с показателем (2.138) в модовом виде:

$$E(r, \varphi, z) = r^p z^q \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_2^2}\right) \exp(in\varphi) \exp(i\beta z) F(r'z'), \tag{2.149}$$

где F – некоторая функция, а β – константа распространения моды. Можно показать, что решением уравнения (2.148) будет семейство функций:

$$E(r, \varphi, z) = r^n \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_2^2}\right) \exp(\pm in\varphi) \exp(i\beta z) \times \\ \times {}_1F_1\left[\frac{n+1}{2} + \frac{\omega_2^2}{8}(\beta^2 - k^2 n_0^2), n+1, \frac{2r^2}{\omega_2^2}\right] \tag{2.150}$$

где ${}_1F_1(a, b, x)$ – по-прежнему функция Куммера, $\omega_2 = \sqrt{\frac{2}{kn_0\tau}}$. Так как функция Куммера имеет следующую асимптотику при $\xi \rightarrow \infty$ [182]:

$${}_1F_1(a, b, \xi) = \frac{\Gamma(b)}{\Gamma(a)} \exp(\xi) \xi^{a-b} (1 + O(1/\xi)), \tag{2.151}$$

где $O(x)$ – стремится к нулю быстрее, чем x , то функция (2.150) будет расходиться при $r \rightarrow \infty$. В множестве решений (2.150) есть и не расходящиеся решения. Если у функции Куммера первый параметр равен целому отрицательному числу, то функция Куммера становится равной многочлену, а решение (2.150) сходится к нулю при $r \rightarrow \infty$. То есть при условии:

$$\frac{n+1}{2} + \frac{\omega_2^2}{8}(\beta^2 - k^2 n_0^2) = -s, \tag{2.152}$$

вместо (2.150) получим известные моды Лагерра-Гаусса:

$$E(r, \varphi, z) = r^n \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_2^2}\right) \exp(\pm in\varphi) \exp(i\beta z) {}_1F_1\left[-s, n+1, \frac{2r^2}{\omega_2^2}\right] = \frac{s!}{(n+1)_s} r^n \exp\left(-\frac{r^2}{\omega_2^2}\right) \exp(\pm in\varphi) \exp(i\beta z) L_s^n\left(\frac{2r^2}{\omega_2^2}\right), \quad (2.153)$$

где

$$\beta = kn_0 \sqrt{1 - \frac{2\tau}{kn_0} (2s + n + 1)}. \quad (2.154)$$

Если радиус гауссова пучка моды ЛГ (2.153) не удовлетворяет условию $\omega_2 = \sqrt{\frac{2}{kn_0\tau}}$, то пучок ЛГ уже не будет модой. Распространение немодового пучка Лагерра-Гаусса в параболической среде рассмотрено в [291]. Таким образом, в данном параграфе показано, что существует широкий класс модовых решений уравнения Гельмгольца в цилиндрической системе координат для параболической среды, но только те решения из этого класса будут обладать конечной энергией (то есть будут физически реализуемы), которые совпадают с модами Лагерра-Гаусса.

Параболическая градиентная микролинза

В семейство решений (2.145) входит как фундаментальный пучок – гауссов пучок, амплитуда которого также периодически повторяется при распространении в параболическом градиентном волокне (2.138). Из (2.147) при $n = m = \gamma = 0$ можно получить:

$$E_0(\rho, \theta, z) = (-i) \left(\frac{2k\sigma^2}{f_2}\right) \left(1 - \frac{ik\sigma^2}{f_1}\right)^{-1} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2\omega^2(z)} - \frac{ik\rho^2}{2R_1(z)}\right), \quad (2.155)$$

где

$$R_1^{-1}(z) = \left[\cos^2(z/f_0) + \left(\frac{f_0}{k\sigma^2}\right)^2 \sin^2(z/f_0) - 1 \right] / \left\{ f_0 t g(z/f_0) \left[\cos^2(z/f_0) + \left(\frac{f_0}{k\sigma^2}\right)^2 \sin^2(z/f_0) \right] \right\}. \quad (2.156)$$

Из (2.155) и (2.156) следует, что при $f_0 = k\sigma^2$ гауссов пучок распространяется в параболическом волокне без изменения, сохраняя свой диаметр. Если $f_0 \neq k\sigma^2$, то радиус гауссова пучка меняется по формуле:

$$\omega(z) = \sigma \left[\cos^2 \left(\frac{z}{f_0} \right) + \left(\frac{f_0}{k\sigma^2} \right)^2 \sin^2 \left(\frac{z}{f_0} \right) \right]^{1/2}, \quad (2.157)$$

из которой следует, что минимальный радиус, равный $\omega_1 = \frac{f_0}{k\sigma}$ (если $f_0 < k\sigma^2$) достигается на расстоянии $L_1 = \frac{\pi f_0}{2}$ от начала ($z = 0$). При этом диаметр гауссова пучка по полуспаду интенсивности будет равен:

$$FWHM = \left(\frac{\sqrt{\ln 2}}{\pi} \right) \frac{\lambda r_0 n_0}{\sigma \sqrt{n_0^2 - n_1^2}}. \quad (2.158)$$

Таким образом, можно рассмотреть градиентную параболическую линзу как отрезок параболического волокна с радиусом r_0 и длиной вдоль оптической оси $L_1 = (\pi f_0)/2$. Такая ГП-линза будет фокусировать падающий на ее входную поверхность плоский гауссов пучок с радиусом σ в фокусное пятно с диаметром (2.158), которое сформируется вблизи выходной плоскости линзы (рис. 2.72).

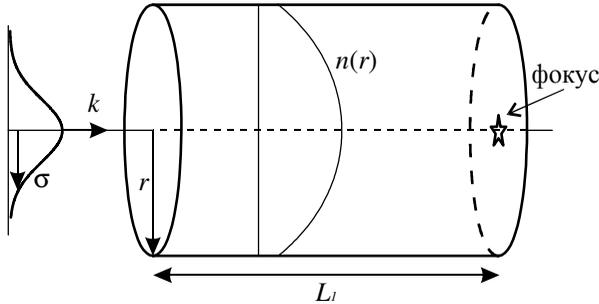


Рис. 2.72 Схема фокусировки гауссова пучка с помощью ГП-линзы

Из (2.158) следует выражение для числовой апертуры ГП-линзы ($n_1 = 1$):

$$NA = \frac{\sigma}{r_0} \sqrt{n_0^2 - 1}. \quad (2.159)$$

При $\sigma = r_0$ числовая апертура (2.159) совпадает с NA для планарной линзы Микаэляна [287]. Например, при $n_0 = 1,5$, $n_1 = 1$, $\sigma = r_0$ получим следующие значения длины ГП-линзы $L_1 = 2,1r_0$ и диаметра фокусного пятна $FWHM=0,36\lambda$. Это немного больше, чем дифракционный предел в среде с показателем преломления $n_0 = 1,5$: $FWHM=0,34\lambda$. Однако, так как при выводе (2.158) предполагается, что линза имеет по радиусу неограниченные

размеры и показатель преломления (2.138) спадает на бесконечности до нуля, то такое значение ширины фокуса ($\text{FWHM}=0,36\lambda$) нельзя реализовать на практике, когда реальная линза ограничена радиусом r_0 , при котором $n(r_0)=1$.

Бинарная параболическая линза

Градиентную параболическую линзу можно приближенно заменить на бинарную параболическую линзу по правилу, схематично изображенному на рис. 2.73 .

Согласно рис. 2.73 радиус ГП-линзы r_0 разбивается на N равных отрезков длиной Δ : $r_0 = N\Delta$, тогда радиусы начала и концов этих отрезков равны: $r_p = p\Delta$, $p = 0, 1, 2, \dots, N-1$. Начало p -го бинарного кольца совпадает радиусом r_p , а конец p -го бинарного кольца \bar{r}_p находится из уравнения:

$$(r_{p+1}^2 - \bar{r}_p^2) + n_0(\bar{r}_p^2 - r_p^2) = 2n_0 \int_{r_p}^{\bar{r}_p} \sqrt{1 - \tau^2 r^2} r dr. \quad (2.160)$$

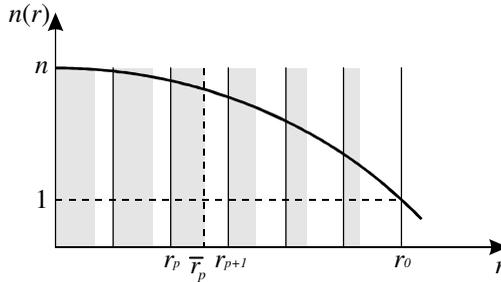


Рис. 2.73 Схема замены непрерывной параболической зависимости показателя преломления на кусочно-постоянную (бинарную) зависимость

Из уравнения (2.160) можно получить явное выражение для радиуса конца p -го бинарного кольца:

$$\bar{r}_p^2 = \frac{(n_0 r_p^2 - r_{p+1}^2)}{(n_0 - 1)} + \frac{8}{3(n_0 - 1)\tau^2} \left[\left(1 - (\tau r_p)^2\right)^{1/3} - \left(1 - (\tau r_{p+1})^2\right)^{1/3} \right], \quad (2.161)$$

$$p = 0, 1, 2, \dots, N - 1.$$

Заметим, что в (2.161) радиусы скачков показателя преломления r_p можно выбирать не эквидистантными и учитывать минимальный технологически возможный размер зоны.

Планарная градиентная параболическая линза

Для начала рассмотрим двумерный случай линзы. Моделировалась фокусировка ТЕ-поляризованной падающей волны методом FDTD в коммерческой программе FullWave (Rsoft Design Group). Сетка разбиения отсчетов по оптической оси Z и поперечной оси X была $\lambda/130$ (4,1 нм), шаг по времени $\Delta(ct)=2,8$ нм. На рис. 2.74 представлен показатель преломления в линзе в градациях серого. Радиус линзы $r_0=1$ мкм, $n_0=1,5$, $\alpha=1,49$ мкм⁻¹, $\lambda=0,532$ мкм. Так как $\alpha = \frac{2}{f_0}$, то $f_0 = \frac{2}{\alpha} = 1,342$ мкм, длина линзы

$$L_1 = \frac{\pi}{2} f_0 = \frac{\pi}{\alpha} = 2,1 \text{ мкм.}$$

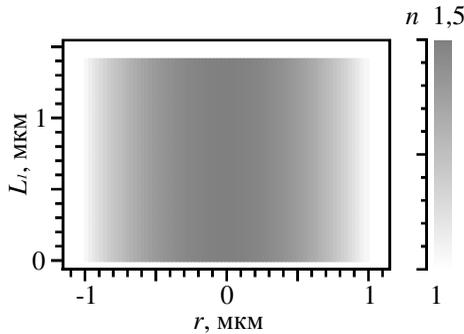


Рис. 2.74 Показатель преломления в градиентной параболической линзе в градациях серого

На рис. 2.75 представлено распределение интенсивности электрической компоненты на расстоянии 10 нм за линзой при плоской падающей волне и гауссовом пучке с радиусом $\sigma=1$ мкм.

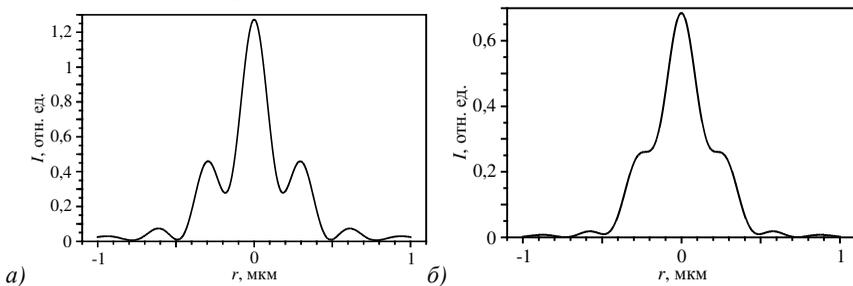


Рис. 2.75 Распределение интенсивности ($|E^2|$) в фокусной плоскости в 10 нм за линзой в случае плоской падающей волны (а) и гауссова пучка (б)

Ширина фокусного пятна по полуспаду интенсивности равна $\text{FWHM} = 0,388\lambda = 0,2 \text{ мкм}$ в случае плоской падающей волны и $\text{FWHM} = 0,5\lambda = 0,27 \text{ мкм}$ в случае гауссова пучка. Как видно из рис. 2.75, максимумы интенсивности рядом с основным фокусным пятном около 30%, что свидетельствует о неоптимальной длине линзы. Можно достичь более острой фокусировки, изменив длину линзы. На рис. 2.76 показана зависимость ширины фокусировки света линзой FWHM в длинах волн от длины линзы L_l .

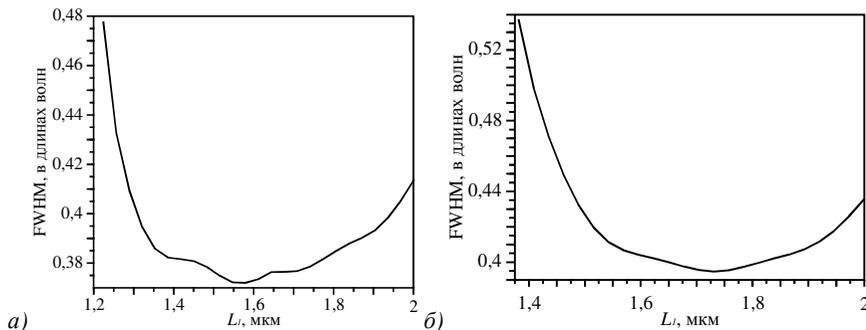


Рис. 2.76 Зависимость ширины фокусного пятна в 10 нм от выходной плоскости линзы от длины линзы L для плоской волны (а) и гауссова пучка (б) на входе линзы.

Как видно из рис. 2.76, минимальная ширина фокусного пятна для гауссова пучка и плоской волны достигаются при различной длине линзы L_l . Наилучшая фокусировка плоской волны достигается при значении $L_l = 1,56 \text{ мкм}$, при этом $\text{FWHM} = 0,375\lambda$, а минимальное фокусное пятно при гауссовом падающем пучке составляет $\text{FWHM} = 0,394\lambda$ при длине линзы $L_l = 1,73 \text{ мкм}$. В этом результате проявляется общая закономерность при фокусировке лазерного света: при прочих равных условиях увеличение боковых лепестков (рис. 2.75а) сопровождается уменьшением ширины фокусного пятна (и увеличением глубины фокуса).

3D градиентная параболическая линза

В трехмерном случае моделировалась линза с градиентным показателем преломления в плоскости XU , зависящим от радиуса r . Градиентное распределение показателя преломления трехмерной линзы в плоскости XU представлен на рис. 2.77.

При моделировании трехмерного случая использовалась сетка отсчетов $\lambda/40$ (13,3 нм) по всем трем осям. Моделировалось распространение линейно поляризованного света через линзу (основная компонента падающего поля E_y), падающая волна – плоский гауссов пучок с радиусом $\sigma = 1 \text{ мкм}$.

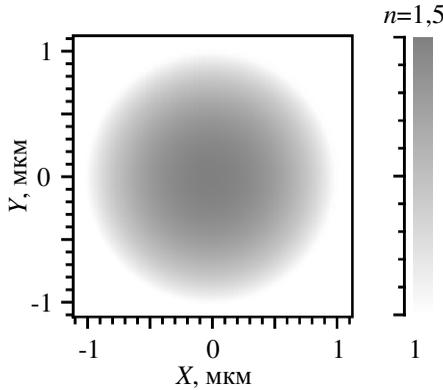


Рис. 2.77 Градиентное распределение показателя преломления линзы в плоскости XY в градациях серого

На рис. 2.78а представлена зависимость ширины фокусного пятна FWHM от длины линзы L_l , измеренная через центр фокусного пятна вдоль оси X.

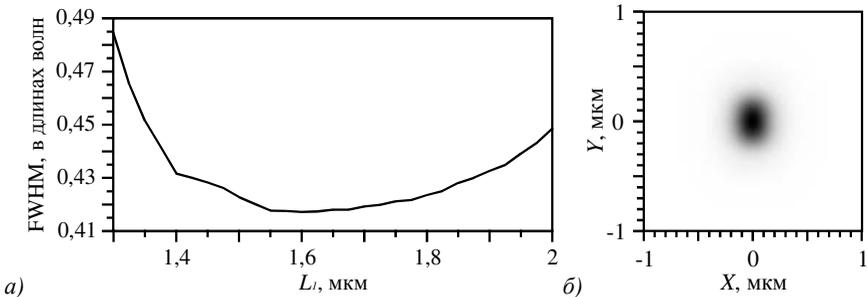


Рис. 2.78 Зависимость диаметра фокусного пятна вдоль оси X в 10 нм от выходной плоскости линзы от длины линзы L_l для линейно-поляризованного гауссова пучка на входе линзы с радиусом $\sigma=1$ мкм (а) и распределение интенсивности (негатив) в фокусном пятне линзы при оптимальной длине $L_l=1,6$ мкм (б)

Видно, что минимум достигается при длине линзы $L_l=1,6$ мкм, при этом ширина фокуса вдоль оси X равна $\text{FWHM}=0,42\lambda$. Распределение интенсивности ($|E^2|$) в фокусном пятне линзы при этих параметрах представлено на рис. 2.78б. За счет линейной поляризации фокусное пятно уширяется вдоль оси Y и составляет $\text{FWHM}=0,70\lambda$.

3D бинарная параболическая линза

На практике сложно изготовить линзу с градиентным непрерывным профилем показателя преломления. Бинарную же микролинзу можно изготовить по технологии изготовления 3D фотонно-кристаллических

волноводов или волноводов Брегга [292]. На рис. 2.79 представлено бинарное распределение показателя преломления в плоскости XY бинарной линзы (2.161), аппроксимирующей градиентную параболическую линзу.

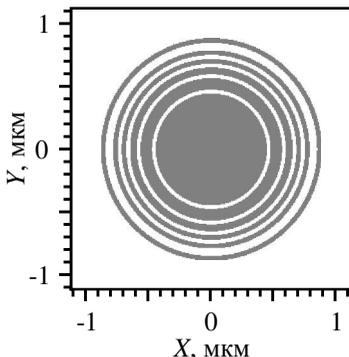


Рис. 2.79 Бинарное распределение показателя преломления линзы в плоскости XY. Темный цвет соответствует показателю преломления $n=1,5$, белый - $n=1$

Такая линза будет фокусировать свет немного хуже варианта с непрерывным изменением показателя преломления (2.138). На рис. 2.80 показано распределение интенсивности в фокусной плоскости бинарной параболической линзы и сечения этого распределения через центр вдоль осей X и Y. Длина линзы выбрана оптимальной и равна $L_1 \approx 1,9$ мкм (параксиальная теория дает немного большее значение $L_1=2,1$ мкм).

Падающее линейно-поляризованное поле с плоским волновым фронтом имеет гауссово распределение интенсивности с радиус $\sigma=1$ мкм. Минимальный размер зоны (разница между соседними радиусами скачков показателя преломления) бинарной линзы равен 35 нм. При моделировании использовалась сетка отсчетов $\lambda/70$ (7,6 нм) по всем трем осям. Начальная плоскость поляризации параллельна плоскости ZY.

Диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности (для рис. 2.80) вдоль оси X равен $\text{FWHM}=0,45\lambda$, вдоль оси Y – $\text{FWHM}=0,78\lambda$. Фокусное пятно вытянуто вдоль оси Y и почти не имеет боковых лепестков. Напомним, что параксиальная теория дает диаметр фокусного пятна равный $\text{FWHM}=0,36\lambda$.

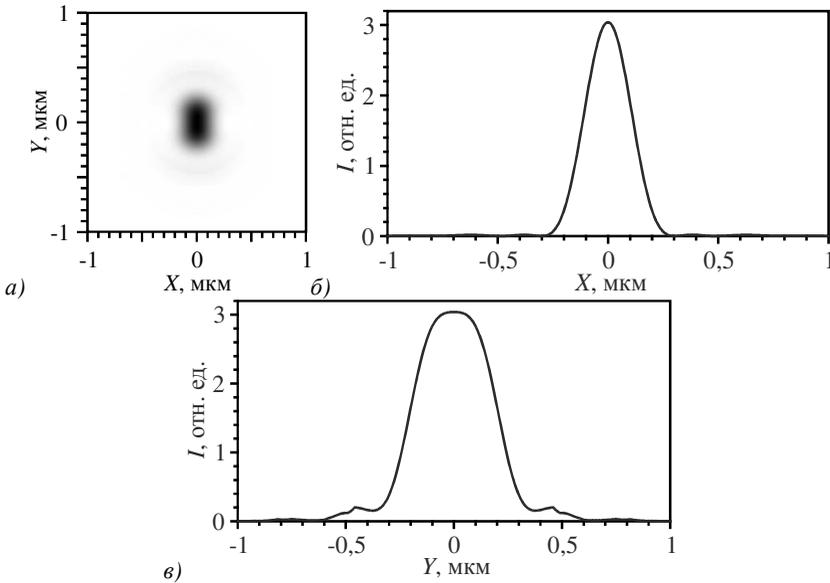


Рис. 2.80 Распределение интенсивности (негатив) в фокусной плоскости бинарной параболической линзы на рис.2.79 (а) и сечения интенсивности через центр фокусного пятна вдоль оси X (б) и Y (в)

В данном параграфе получены следующие результаты [293, 294]: получено выражение для комплексной амплитуды семейства параксиальных гипергеометрических лазерных пучков, распространяющихся в градиентном параболическом волокне; найден широкий класс модовых решений уравнения Гельмгольца в цилиндрической системе координат для градиентной параболической среды; эти решения пропорциональны функциям Куммера; показано, что только те решения из этого класса, будут обладать конечной энергией (то есть будут физически реализуемы), которые совпадают с модами Лагерра-Гаусса; отрезок определенной длины градиентного параболического волокна рассмотрен как параболическая линза, для которой получены выражения для числовой апертуры и для диаметра фокуса по полуспаду интенсивности; моделирование FDTD-методом фокусировки линейно-поляризованного гауссова пучка с помощью 3D градиентной параболической линзы показало, что оптимальная длина линзы меньше, чем предсказывает скалярная теория, и при этом меньший диаметр эллиптического фокусного пятна равен $FWHM=0,42\lambda$; получена явная формула для радиусов колец бинарной линзы, аппроксимирующей градиентную параболическую линзу; рассчитанный минимальный диаметр эллиптического фокусного пятна такой линзы равен $FWHM=0,45\lambda$.

ГЛАВА 3. МИКРОПОЛЯРИЗАТОРЫ И МЕТАЛИНЗЫ

3.1 Отражающий четырёхзонный субволновый элемент микрооптики для преобразования линейной поляризации в радиальную

Использование субволновых дифракционных решёток для манипулирования состоянием поляризации лазерного света и формирования заданного распределения интенсивности в некоторой плоскости было предложено в [295]. В [64, 296-301] предложено использовать субволновые дифракционные решётки для преобразования поляризации лазерного излучения. При падении линейно-поляризованного света на такую решётку поляризация поворачивается в зависимости от угла между направлением вектора поляризации падающего излучения и направлением линий или канавок решётки. В [296] для преобразования лазерного пучка света с длиной волны 10,6 мкм с круговой поляризацией в пучок с азимутальной поляризацией использована бинарная амплитудная субволновая дифракционная решётка с искривленными линиями и изменяющимся периодом. Такая решётка на просвет была изготовлена с помощью напыления на подложку из GaAs золотых полосок, которые поглощали свет. Период решётки менялся от 2 мкм до 3 мкм, радиус всего элемента был равен 9,6 мм. В [297] уже используется более эффективная фазовая дифракционная решётка, которая преобразует свет с левой круговой поляризацией в пучок с радиальной поляризацией, а свет с правой круговой поляризацией – в пучок с азимутальной поляризацией. Сама решётка была протравлена в подложке из GaAs (показатель преломления $n=3,13$) диаметром 10 мм, период решётки локально менялся от 2 мкм до 3 мкм, глубина травления была равна 2,5 мкм, длина волны света – 10,6 мкм. Однако решётка давала такую радиальную поляризацию, что на любом диаметре точки поля, расположенные на одинаковом расстоянии с разных сторон от центра пучка, колебались в фазе. А для стандартной радиальной поляризации нужно, чтобы эти точки колебались в противофазе. Такая «неправильная» радиальная поляризация приводит к тому, что в дальней зоне лазерный пучок имеет в центре максимум интенсивности, окруженный ярким кольцом. В [298] показано экспериментально, что с помощью дополнительной спиральной фазовой пластинки [4] можно «неправильную» радиальную поляризацию преобразовать в правильную. В [65] усовершенствовали решётку, которую использовали в [297, 298], сделав ее бороздки с сечением в виде трапеции и глубиной 5,5 мкм. Такая глубина рельефа для показателя преломления 3,13 (для длины волны 10,6 мкм) даёт требуемую задержку по фазе π . Данная решётка преобразовывала лазерный свет с круговой поляризацией в радиально-поляризованный свет с высокой точностью. Преобразователь поляризации для ближнего ИК диапазона (для длины волны

1,064 мкм) исследовался в [66]. В [66] была так же использована бинарная субволновая решётка на GaAs ($n=3,478$), но уже для длины волны $\lambda = 1,06$ мкм. Диаметр решётки – 1 мм, период штрихов – 240 нм, а глубина канавок – 470 нм. Решётка преобразовывала лазерный пучок с линейной поляризацией в пучок с радиальной поляризацией. В дальней зоне дифракционная картина такого пучка имеет вид светлого кольца. В [64] применялся другой оптический элемент: азимутально-поляризованный лазерный пучок формировался с помощью многослойной субволновой решётки с двулучепреломлением на длине волны 1,55 мкм. Такая решётка создавалась по технологии литографического клонирования, когда на исходную профилированную поверхность решётки напыляют диэлектрические пленки, слой за слоем, так что они повторяют профиль исходной решётки. Период решётки был 400 нм. Напылялись 64 чередующихся слоя из SiO_2 ($n = 1,446$) и SiN ($n = 1,977$) общей высотой 8 мкм. В дальней зоне формировалось светлое кольцо. В рассмотренных выше работах [64-66, 296-298] все оптические элементы работали на просвет. В этом случае, чтобы глубина рельефа решётки и её аспектное отношение (отношение глубины рельефа к поперечному размеру линии решётки) были небольшими, использовался свет дальнего [65, 296-298] и ближнего [64, 66] ИК диапазонов и диэлектрик с высоким показателем преломления (GaAs). Например, для телекоммуникационной длины волны $\lambda=1,55$ мкм и решётки-поляризатора из кремния с показателем преломления $n=3,47$ оптимальная глубина рельефа [299] равна 0,62 мкм ($0,4\lambda$). Для видимого света таких решёток – преобразователей поляризации не описано. Это связано с тем, что субволновая решётка такого оптического элемента из-за малой длины волны ($\lambda=633$ нм) и небольшого показателя преломления материала ($n=1,5$) должна иметь относительно большое аспектное отношение (около 5). Если же использовать решётку-поляризатор на отражение, то глубину рельефа можно уменьшить, по крайней мере, в 2 раза.

В данном параграфе исследуется отражающая четырёхзонная бинарная субволновая микрорешётка для преобразования линейной поляризации лазерного света видимого диапазона в радиально поляризованный пучок.

Определение оптимальных параметров решётки-поляризатора.

Моделирование проводилось с помощью разностного решения уравнений Максвелла FDTD-методом, реализованным в программе Fullwave. Был рассчитан ДОЭ (решётка-поляризатор) для преобразования поляризации, рельеф которого выполнен в золоте. Выбор материала был обусловлен хорошей отражательной способностью и возможностью изготовить ДОЭ средствами электронной литографии. На рис. 3.1 представлена взаимосвязь между направлением падающего и отражённого от ДОЭ векторов напряжённости электрического поля световой волны.

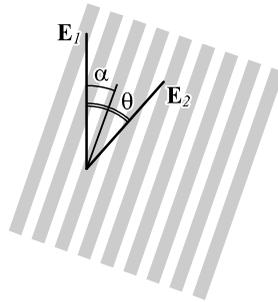


Рис. 3.1 Взаимосвязь между направлением падающего E_1 и отражённого E_2 от ДОО векторов электрической компоненты света

Здесь α – угол между направлением линий дифракционной субволновой решётки и направлением вектора падающего электрического поля, θ – угол между векторами электрических компонент падающего и отражённого от ДОО света, E_1 – вектор падающего электрического поля, E_2 – вектор отражённого электрического поля. На рис. 3.2 представлена зависимость между углами α и θ для решётки с высотой субволнового рельефа $h=110$ нм, выполненной в золоте (показатель преломления золота для длины волны $\lambda=633$ нм был принят $n=0,312+3,17i$). Высота рельефа выбрана оптимальной для наименьшей эллиптичности отражённой поляризации (отношение малого и большого радиусов эллипса менее 1:5), период дифракционной решётки был выбран $T=0,4$ мкм. Выбор периода решётки обусловлен наилучшим соотношением между возможностью его качественного изготовления и работоспособностью. Если период сделать больше, вырастает эллиптичность поляризации, если меньше – решётку с таким периодом будет сложнее изготовить.

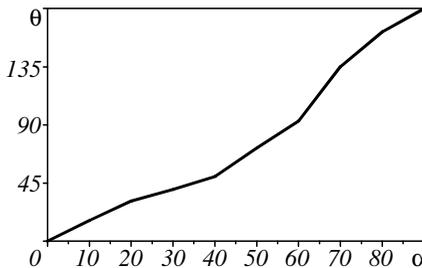


Рис. 3.2 Зависимость угла поляризации θ от угла падающего поля α к линиям решётки (рис. 3.1)

Из графика видно, что при углах поворота линий решётки α от 0 до 90° угол изменения поляризации выходного пучка поворачивается от 0 до 180°. То есть манипулируя углом линий дифракционной решётки от -90° до 90°,

можно сформировать на выходе любую требуемую поляризацию. Однако при преобразовании поляризации обычно нужно сохранить заданную интенсивность света. На рис. 3.3 показана зависимость интенсивности отражённого света от угла α наклона штрихов решётки к электрическому вектору.

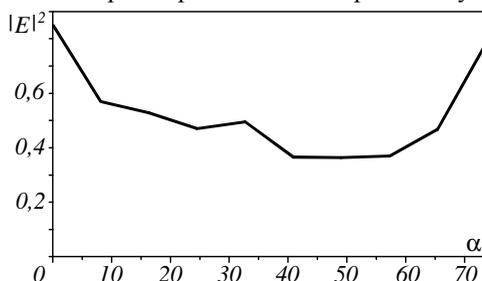


Рис. 3.3 Зависимость интенсивности отраженного света $|E|^2$ от угла α падающего поля

Как видно из рис. 3.3, интенсивность отражённого света имеет сильную зависимость от угла α . В среднем эффективность преобразования поляризации составляет 40-50%. Для уменьшения разностей в интенсивности отражённого от каждой зоны ДОЭ света весь элемент был поделен на четыре зоны. Таким образом, была получена возможность расположить углы α внутри каждой зоны в пределах схожих коэффициентов отражения. Углы поляризации θ составляли -135° , -45° , 45° , 135° , углы линий решёток α для этого были использованы -70° , -40° , 40° , 70° , соответственно. На рис. 3.4 представлен внешний вид полученной структуры.

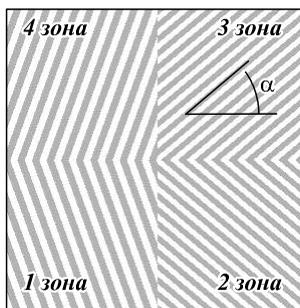


Рис. 3.4 Внешний вид ДОЭ (решётки-поляризатора)

У показанного на рис. 3.4 ДОЭ зоны 1, 4 представляют собой дифракционные решетки с углами α -70° и 70° , зоны 2 и 3 – с углами α -40° и 40° . Коэффициент отражения от зон 1,4 составляет 0,35, от зон 2, 3 – 0,49. Такой ДОЭ будет работать с любым периодом решетки менее длины волны падающего света, однако для уменьшения разницы в интенсивности отра-

жения света от разных зон период зон 1, 4 можно несколько увеличить. На рис. 3.5 показана зависимость коэффициента отражения света от зон 3 и 4 с углом наклона 40° и 70° от периода решёток.

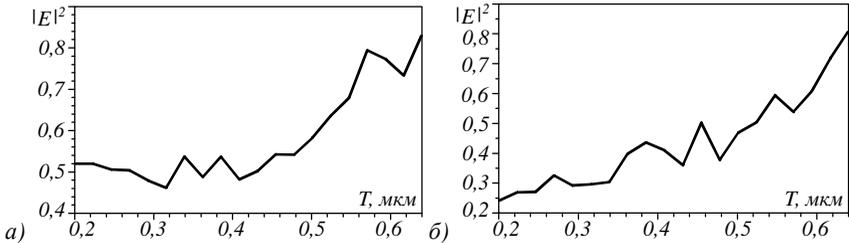


Рис. 3.5 Зависимость отраженной интенсивности $|E|^2$ от периода T решётки, $\lambda=633$ нм, высота $h=110$ нм, угол поворота а) $\alpha=40^\circ$, б) $\alpha=70^\circ$. Здесь за единицу принято отражение от гладкой поверхности без решётки

Как видно из рис. 3.5, некоторое увеличение периода решётки в зоне с углом $\alpha=70^\circ$ даст прирост интенсивности отражённого света приблизительно на 11%. Увеличение периода дифракционной решётки выше 0,46 мкм приводит к дальнейшему росту коэффициента отражения, однако появляется эллиптичность в отражённом от ДОЭ свете, и при дальнейшем увеличении периода решётка перестает работать как поляризатор. В качестве компромисса период решётки с углом наклона линий α равным -70° , 70° в зонах 1, 4 был принят $T=0,46$ мкм. Ограничение на минимальный период линий (для решётки с углом $\alpha=40^\circ$) носит технический характер, обуславливающий возможность изготовления средствами электронной литографии, этот период составил $T=0,4$ мкм. На рис. 3.6 показана интенсивность $|E|^2$, отражённая от ДОЭ плоской световой волны с линейной поляризацией (плоскость поляризации совпадает с плоскостью XZ), падающей перпендикулярно на него.

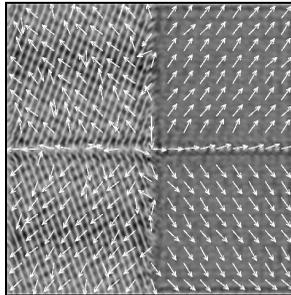


Рис. 3.6 Интенсивность (негатив) $|E|^2$ отражённого от ДОЭ света. Стрелками показано направление поляризации

Были приняты заполнение каждой зоны 0,5 (скважность 2), размер области моделирование FDTD методом ($20 \times 20 \times 1,11$) мкм, сетка разбиения $\lambda/30$ по всем трём координатам. Дифракционная решётка имеет показатель преломления $n=0,312+3,17i$ (золото), высота рельефа решётки $h=110$ нм.

Эффективность преобразования поляризации составила $\eta=39\%$. За 100% принято отражение от идеального зеркала. Из рис. 3.6 видно, что элемент формирует в отражённом пучке 4 зоны, каждая из которых содержит преимущественно одну поляризацию. Линии поляризации в областях 1 и 3 (рис. 3.4) почти параллельны друг другу, но направлены в разные стороны (разница в фазе между этими зонами составляет π). То же самое можно сказать про зоны 2 и 4. То есть направление поляризации на рис. 3.6 соответствует радиально поляризованному свету. Местами переналоженные друг на друга стрелки объясняются тем, что они отображают противоположные по направлению поляризации в двух разных точках, отстоящих относительно друг друга на рисунке на длину стрелки. Такое происходит за счет наличия полос минимумов и максимумов интенсивности близко к дифракционной решетке, имеющей максимально возможный период. В этом случае различия фазы при правильной плоскости поляризации в двух точках приводят к противоположным направлениям стрелок, поскольку направление стрелки с точностью до π зависит от фазы колебаний электрического вектора.

Моделирование распространения и фокусировки отражённого света

На рис. 3.7 показана интенсивность отражённого света и распределение поляризации в нем на разном расстоянии от решётки-поляризатора.

Начиная с расстояния $z \approx 300$ мкм, распределение интенсивности и поляризации в пучке перестаёт изменяться, однако весь пучок постепенно расширяется в поперечной плоскости. Стрелки на рис. 3.7г изображены в противоположных направлениях, что указывает на сферичность волнового фронта на большом расстоянии от ДОЭ. Следует отметить, что стрелками обозначаются направления поляризации в разных точках, некоторые стрелки нарисованы одна поверх другой за счёт их встречного направления. За счёт меньшего коэффициента отражения от зон 1 и 4 интенсивность пучка в области отрицательных значений вдоль оси X ослаблена, что ведет к сдвигу нуля интенсивности вдоль оси X (и линейному наклону фазы светового поля).

На расстоянии 10 мм от решётки-поляризатора, смещение центра пучка (нуля интенсивности в центре) составляет приблизительно 111 мкм. В установившемся распределении интенсивности в отражённом пучке преобладают четыре области с четырьмя составляющими радиальной поляризации.

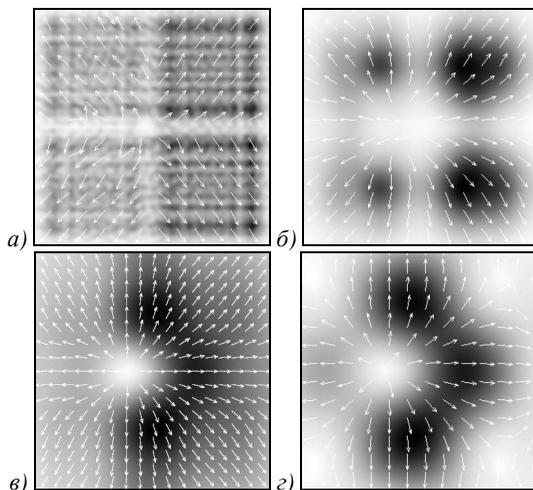


Рис. 3.7 Распределение интенсивности $|E|^2$ (градиации серого, негатив), поляризации (стрелки), в отражённом пучке на разных расстояниях z : а) 5,2 мкм, б) 100 мкм, в) 200 мкм, з) 10 мм. Размер приведенных полей интенсивности составил: а)-в) 20×20 мкм, з) 800×800 мкм. Оптическая ось проходит по центру кадра

Для определения эффективности фокусировки светового пучка с полученными поляризацияй и распределением интенсивности была промоделирована фокусировка света с помощью бинарного микроаксикона с периодом $T=\lambda$ на расстоянии $\lambda/2$ от его поверхности. Отражение света от ДООЭ (рис. 3.6) было промоделировано методом FDTD (948×948 отсчётов), а далее (рис. 3.7) с помощью векторного интеграла Релея-Зоммерфельда было рассчитано световое поле на расстоянии $z=200$ мкм от ДООЭ. Так как в полученном распределении интенсивности поля центр декартовой системы координат не совпадает с центром пучка (с нулем интенсивности на рис. 3.7), то микроаксикон был смещён вдоль горизонтальной оси X на 2,18 мкм, чтобы центр аксикона совпал с центром освещающего пучка (рис. 3.7в). Прохождение света через субволновый аксикон было рассчитано с помощью FDTD метода. Показатель преломления материала аксикона $n=1,5$, высота бинарного микрорельефа аксикона составляла $h=1,266$ мкм. Подложка у аксикона не учитывалась, т.е. кольца аксикона «висели» в свободном пространстве. Интенсивность $|E|^2$ рассчитывалась на расстоянии $\lambda/2$ от поверхности аксикона, где имеется максимум продольной интенсивности.

На рис. 3.8 показаны результаты моделирования фокусировки света при наличии и отсутствии микрорельефа у ДООЭ-поляризатора (рис. 3.4).

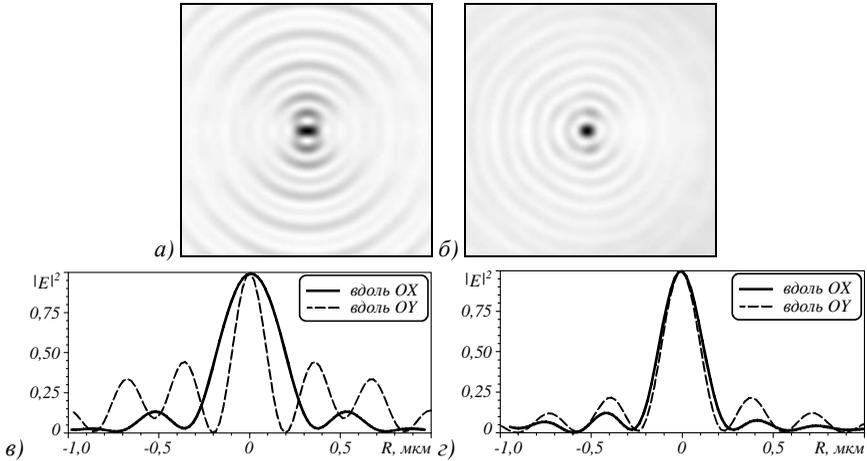


Рис. 3.8 Фокусировка линейно поляризованной плоской волны (а, в) и радиально поляризованного света (б, г), отражённого от решётки-поляризатора (рис. 3.7в), на расстоянии $\lambda/2$ за аксиконом. Приведены интенсивности $|E|^2$ (негативы) фокусных пятен (а, б) и сечения через центр пятна (в, г) вдоль горизонтальной оси X и вертикальной оси Y

Сфокусированная плоская волна формирует эллиптическое пятно шириной по полуспаду интенсивности равной $FWHM_x = 0,64\lambda$ и $FWHM_y = 0,305\lambda$ вдоль осей X и Y. В случае фокусировки радиально-поляризованного света (рис. 3.7в) эти же значения ширины фокуса равны $FWHM_x = 0,407\lambda$ и $FWHM_y = 0,351\lambda$. Это фокусное пятно по обеим координатам имеет размер меньше дифракционного предела $FWHM = 0,51\lambda$. Таким образом, несмотря на погрешность формирования поляризованного света с помощью рассматриваемого ДОЭ, вызванную малым количеством зон и различным коэффициентом отражения света от них, элемент формирует световой пучок, который существенно отличается по своим свойствам от линейно поляризованного света, и может быть использован в задачах острой фокусировки света со сверхразрешением.

Изготовление отражающей решётки-поляризатора

По технологии электронной литографии на поверхность стеклянной подложки был нанесен слой золота толщиной 160-180 нм. Далее слой золота был покрыт слоем резиста, на который с помощью электронного луча (напряжение на трубке 30 кВ) проектировалась картина 4-секторной решётки-поляризатора (рис. 3.4). Затем образец травился в ксилене, который растворяет участки резиста, экспонированные пучком электронов. Далее с помощью реактивного ионного травления шаблон решётки-поляризатора

(рис. 3.4) трансформировался в слой золота. С помощью аргоновой плазмы частицы золота расплывались из участков, незащищённых резистом. На заключительном этапе остатки резиста удалялись с использованием кислородной плазмы, в результате чего шаблон поляризатора был выгравирован на золоте. Время реактивного ионного травления было оптимизировано таким образом, чтобы достичь глубины травления золота примерно 110 нм. На рис. 3.9 с помощью сканирующего электронного микроскопа показано изображение центральной части решётки-поляризатора. Полный размер поляризатора 100×100 мкм.

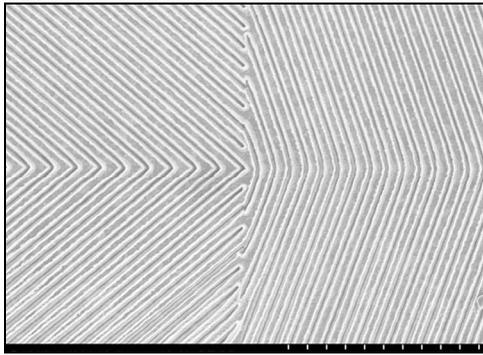


Рис. 3.9 Изображение в электронном микроскопе центральной части (13×13) мкм золотой бинарной субволновой 4-х секторной решётки-поляризатора: период 400 нм, глубина канавок 110-120 нм

Эксперимент в ближней зоне

Наглядное доказательство радиальной поляризации отражённого света дано в эксперименте, проведенном в ближней зоне дифракции. С помощью оптической схемы, показанной на рис. 3.10, проведён эксперимент по демонстрации наличия радиальной поляризации, при регистрации отражённого от 4-зонного оптического элемента (решётки-поляризатора на рис. 3.9) лазерного излучения с длиной волны 633 нм в ближней зоне. Свет от гелий-неонового лазера (с длиной волны 633 нм) проходил через фильтр нейтральной интенсивности ND и поляризатор P1, после чего фокусировался с помощью длиннофокусной линзы L (фокусное расстояние $f=25\text{см}$) и светоделительного кубика BS на подложку, на которой располагались исследуемые четырёхзонные элементы. Свет, отражённый от пластинки, проходил через светоделительный кубик BS и попадал через 10-кратный объектив O на CCD-камеру. Между объективом O и CCD-камерой помещался поляризатор P2, который позволял «заглушить» излучение входного пучка, отражённое от зеркальной поверхности, окружающей четырёхзонный элемент.

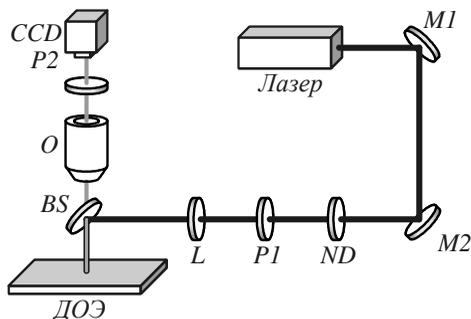


Рис. 3.10 Оптическая схема эксперимента. Лазер – He-Ne лазер, M1, M2 – зеркала, ND – фильтр нейтральной интенсивности, P1, P2 – поляризаторы, L – линза с фокусным расстоянием $f=25\text{см}$, BS – светоделительный кубик, ДОО – подложка с расположенными на ней четырёхзонными элементами, O – объектив с десятикратным увеличением, CCD – камера. Чёрным цветом показан путь луча, падающего на элемент, серым – путь регистрируемого луча.

На рис. 3.11а показано изображение поверхности 4-зонного элемента $100\times 100\ \mu\text{м}$ (рис. 3.9), когда ось поляризатора на выходе из оптической системы повернута на 45° к горизонтальной оси.

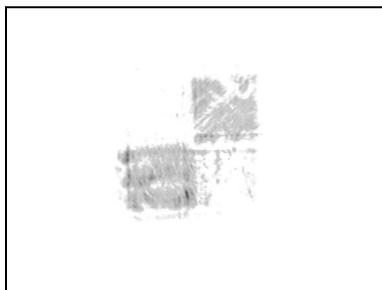


Рис. 3.11 Изображение (негатив) 4-зонного элемента (рис. 3.9) в лазерном свете, когда ось поляризатора на выходе (перед CCD-камерой) направлена под углом 45° к горизонтальной оси.

На рис. 3.12 показано то же, что и на рис. 3.11, но ось поляризатора на выходе из оптической системы повернута на 135° по отношению к горизонтальной оси. На рисунках 3.11 и 3.12 видно, что светлыми оказываются только две квадратные зоны элемента (рис. 3.9) из 4-х зон, расположенные по диагонали, параллельной направлению оси выходного поляризатора. Этот эксперимент доказывает работоспособность созданного преобразователя поляризации (рис. 3.9), который линейную поляризацию преобразует в радиальную.



Рис. 3.12 Изображение (негатив) 4-зонного элемента (рис. 3.9) в лазерном свете, когда ось поляризатора на выходе (перед CCD-камерой) направлена под углом 135 градусов к горизонтальной оси

На рис. 3.13 показано изображение 4-зонного элемента (рис. 3.9), когда ось поляризатора на выходе оптической схемы (рис. 3.10) направлена вертикально (падающий свет имел линейную поляризацию, направленную горизонтально). При этом светлыми оказываются все четыре зоны элемента (рис. 3.9). Причём коэффициент отражения от 2-х правых зон больше, чем от 2-х левых. Это согласуется с результатами моделирования, показанными на рисунках 3.6 и 3.7а.

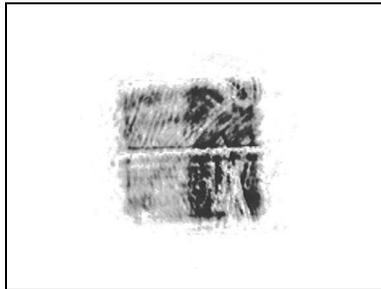


Рис. 3.13 Изображение (негатив) 4-зонного элемента (рис. 3.9) в лазерном свете, когда ось поляризатора на выходе (перед CCD-камерой) направлена под углом 90 градусов к горизонтальной оси

В дальнейшем авторы планируют использовать этот компактный преобразователь поляризации (рис. 3.9) совместно с бинарным микроаксиконом [84] и бинарной микролинзой [126] для того, чтобы провести эксперимент по субволновой фокусировке лазерного света, аналогичный показанному на рис. 3.8.

В данном параграфе получены следующие результаты [300]: рассчитан и изготовлен отражающий четырёхзонный субволновый бинарный дифракционный оптический элемент для преобразования поляризации из линейной в радиальную; для длины волны света 633 нм высота субволнового

микрорельефа в пленке золота составила всего 110 нм, период решеток 400 нм, коэффициент отражения – 39%; моделирование FDTD-методом и с помощью интеграла Релея-Зоммерфельда показало, что несмотря на наличие всего четырёх зон, поворачивающих поляризацию падающего пучка на четыре различных угла, в дальней зоне формируется радиально-поляризованный пучок с гладким изменением поляризации по окружности; экспериментально показано, что в ближней зоне (в плоскости изображения поверхности 4-зонного преобразователя) в лазерном свете с длиной волны 633 нм светлыми оказываются по две зоны из 4-х, расположенные по диагонали, параллельной оси поляризатора, расположенного на выходе оптической системы перед плоскостью регистрации; это однозначно доказывает, что отраженный свет радиально поляризован.

3.2 Острая фокусировка смешанного линейно-радиального поляризованного света бинарной микролинзой

Использование субволновых дифракционных решёток для манипулирования состоянием поляризации лазерного света и формирования заданного распределения интенсивности в некоторой плоскости было предложено в [295]. В [64-66, 296-298] предложено использовать субволновые дифракционные решётки для преобразования поляризации лазерного излучения. При падении линейно-поляризованного света на такую решётку поляризация поворачивается в зависимости от угла между направлением вектора поляризации падающего излучения и направлением линий или канавок решётки. Все решётки в [64-66, 296-298] работают на пропускание и сделаны из разных материалов для разных длин волн инфракрасного диапазона. В [65, 296-298] использовались решётки из GaAs для длины волны 10,6 мкм. При этом глубина травления решётки-поляризатора была равна 2,5 мкм. А в [66] для длины волны 1,06 мкм использовалась решётка в GaAs с периодом 240 нм и глубиной травления 470 нм. В [64] азимутально-поляризованный лазерный пучок формировался с помощью многослойной субволновой решётки с двулучепреломлением на длине волны 1,55 мкм. Использовались чередующиеся слои из SiO₂ и SiN общей высотой 8 мкм. Сделать субволновую решётку на просвет для видимого диапазона составляет большие трудности из-за высокого аспектного отношения (около 5). Поэтому в [300] для формирования радиальной поляризации света с длиной волны 633 нм была использована отражающая 4-зонная бинарная решётка в пленке золота с периодом 400 нм и глубиной 110 нм. В работах авторов [84, 100, 126] была экспериментально осуществлена острая фокусировка линейно-поляризованного лазерного света с помощью компонент микрооптики. В [84] использовался бинарный микроаксикон с периодом кольцевой решётки 800 нм (числовая апертура NA = 0,67).

В [100] была использована бинарная микролинза с фокусным расстоянием $f = 0,532$ мкм, диаметром 14 мкм и глубиной рельефа 510 нм. С помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ) исследовалось прохождение линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 532$ нм через такую микролинзу. Было экспериментально зарегистрировано фокусное пятно с диаметром по полуспаду интенсивности равным $\text{FWHM} = (0,44 \pm 0,02)\lambda$. Замена длины волны 532 нм на 633 нм в [126] позволила сформировать с помощью той же микролинзы меньшее фокусное пятно с диаметром $\text{FWHM} = (0,40 \pm 0,02)\lambda$. Работы по субволновой фокусировке света с радиальной и азимутальной поляризацией также хорошо известны [114-117]. В этих работах экспериментально и численно получены фокусные пятна с размерами $\text{FWHM} = 0,43\lambda$ ($\text{NA} = 0,95$) [114, 116], $\text{FWHM} = 0,30\lambda$ ($\text{NA} = 1,4$) [13]. В [115] с таким разрешением экспериментально осуществлена запись 3 Тбит информации на обычный оптический диск.

В данном параграфе с помощью бинарной микролинзы в резисте диаметром 14 мкм с фокусом 532 нм (числовая апертура 0,997) лазерный пучок с длиной волны 633 нм со смешанной линейно-радиальной поляризацией, сформированной при отражении линейно-поляризованного гауссова пучка от четырёхзонного субволнового бинарного дифракционного оптического микроэлемента (микрополяризатора) с золотым покрытием и размером 100×100 мкм, был сфокусирован вблизи поверхности микролинзы в почти круглое фокусное пятно с размерами по полуспаду интенсивности $0,37 \pm 0,02$ и $0,39 \pm 0,02$ от длины волны. Измерение размеров фокусного пятна с шагом 20 нм производилось с помощью СБОМ с металлическим пирамидальным полым кантилевером с углом при вершине в 70 градусов и с отверстием 100 нм. Такой кантилевер в 3 раза более чувствителен к поперечной составляющей напряженности электрического поля, чем к продольной [137].

Отражающий бинарный микрополяризатор

По технологии электронной литографии на поверхность стеклянной подложки был нанесен слой золота толщиной 160-180 нм. Далее слой золота был покрыт слоем резиста, на который с помощью электронного луча (напряжение на трубке 30 кВ) проектировалась картина 4-секторной решётки-поляризатора. Затем образец травился в кислоте, который растворяет участки резиста, экспонированные пучком электронов. Далее с помощью реактивного ионного травления шаблон решётки-поляризатора трансформировался в слой золота. С помощью аргонной плазмы частицы золота расплылись из участков, незащищённых резистом. На заключительном этапе остатки резиста удалялись

с использованием кислородной плазмы, в результате чего шаблон поляризатора был выгравирован на золоте. Время реактивного ионного травления было оптимизировано таким образом, чтобы достичь глубины травления золота примерно 110 нм. На рис. 3.14 с помощью сканирующего электронного микроскопа показано изображение центральной части решётки-поляризатора. Полный размер поляризатора 100×100 мкм. На рис. 3.14 приведён образец микрополяризатора с улучшенным фактором заполнения (фактор заполнения равен 0,5) по сравнению с [300].

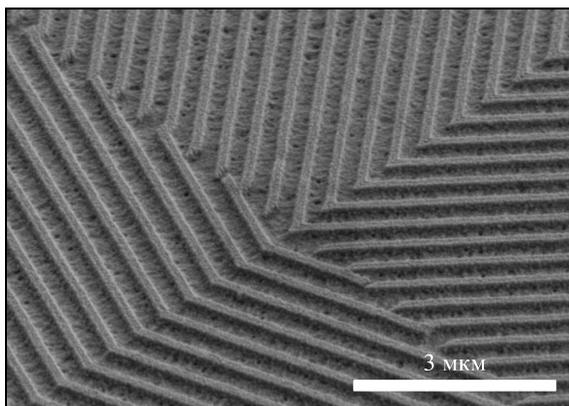


Рис. 3.14 Изображение в электронном микроскопе центральной части (13×13) мкм золотой бинарной субволновой 4-секторной решётки-поляризатора: период 400 нм, глубина канавок 110±10 нм

При отражении белого света с линейной поляризацией от такого микрополяризатора (рис. 3.14) в плоскости изображения его поверхности темными (или светлыми) являются только две из четырех секций (рис.3.15), если наблюдать через поляризатор, повернутый на +45 или -45 градусов по отношению к плоскости поляризации падающего света.

Из рис. 3.15 видно, что у пучка, отраженного от каждого микрополяризатора, нет круговой симметрии и средняя интенсивность в двух диагональных квадратах разная. В дальней зоне это приводит к тому, что формируется не кольцевое распределение интенсивности, как это имеет место у пучка с идеальной радиальной поляризацией, а пучок похожий на квадрат, у которого при повороте выходного поляризатора на +45 и -45 градусов максимумы интенсивности (рис. 3.16) тоже расположены по диагонали (как на рис. 3.15). Данный световой пучок имеет смешанную линейно-радиальную поляризацию.

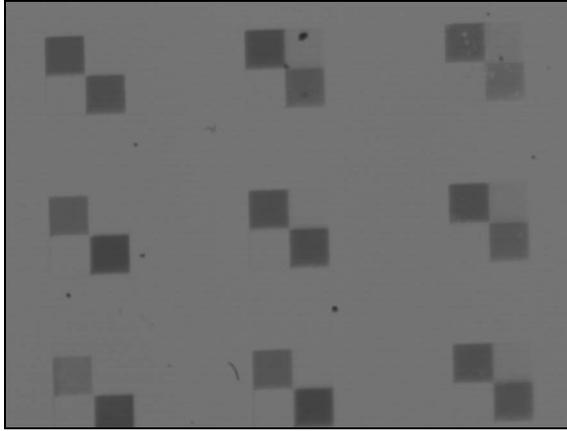


Рис. 3.15 Изображение в белом свете с линейной поляризацией золотой подложки, на которой изготовлены 9 образцов микрополяризаторов (рис. 3.14) при наблюдении через поляризатор, повернутый на -45 градусов. Истинный размер каждого темного квадрата около 50×50 мкм.

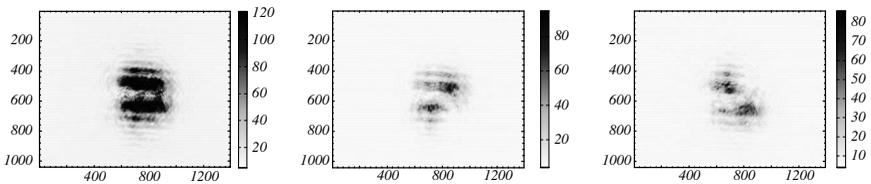


Рис. 3.16 Распределение интенсивности лазерного света (633 нм), отраженного от микрополяризатора (рис. 3.14) в дальней зоне: без выходного поляризатора (а), с поляризатором, повернутым на 45 (б) и -45 (в) градусов.

Бинарная микролинза в резисте

Бинарная микролинза [100,126] высокого качества была изготовлена по технологии литографии из резиста ZEP520A (показатель преломления резиста $n = 1,52$) и помощью реактивного ионного травления. На рис. 3.17 показано изображение ЗП в электронном микроскопе: глубина рельефа – 510 нм, диаметр – 14 мкм, крайняя зона – $0,5\lambda = 266$ нм. ЗП имеет 12 колец и центральный диск.

Радиусы кольцевого рельефа микролинзы рассчитывались по известной формуле $r_m = (m\lambda f + m^2\lambda^2/4)^{1/2}$, где $f = \lambda = 532$ нм – фокусное расстояние, m – номер радиуса. Числовая апертура микролинзы равна $NA = 0,997$. Если осветить такую линзу (рис. 3.17) линейно-поляризованным гауссовым пучком с длиной волны 633 нм и радиусом примерно равным радиусу микролинзы (7 мкм), то фокус будет ближе расчётного (532 нм) и, как показано в [126], он будет на расстоянии 230 нм от линзы.

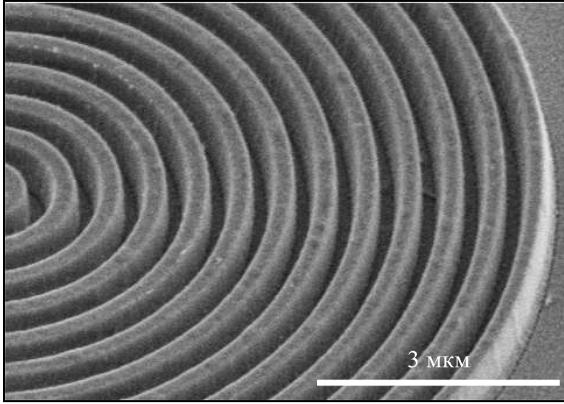


Рис. 3.17. Изображение микролинзы в электронном микроскопе с увеличением 18000 раз

В [126] также показано, что расчётные (FDTD-метод) минимальный и максимальный диаметры эллиптического фокусного пятна равны $\text{FWHM}_{\min} = (0,40 \pm 0,02)\lambda$ и $\text{FWHM}_{\max} = (0,87 \pm 0,02)\lambda$. А экспериментально полученные с помощью СБОМ минимальный и максимальный диаметры фокусного пятна равны $\text{FWHM}_{\min} = (0,40 \pm 0,02)\lambda$, $\text{FWHM}_{\max} = (0,60 \pm 0,02)\lambda$.

Моделирование

Моделировалась (FDTD-метод) фокусировка зонной пластинкой Френеля (ЗП) с фокусным расстоянием 532 нм, рассчитанной под длину волны 532 нм, радиально-поляризованной моды R-TEM₀₁ с длиной волны $\lambda = 633$ нм и параметром моды $R = 10\lambda$. На рис. 3.18 показана интенсивность в фокусе (а) и то, что должно получиться в эксперименте со СБОМ с пирамидальным металлическим кантилевером [137], который в 3 раза менее чувствителен к продольной составляющей электрического поля, чем к поперечной (б). Диаметр фокуса на рис. 3.18 $\text{FWHM} = 0,37\lambda$.

Из рис. 3.18 видно, что в случае идеального формирования радиальной поляризации в фокусе бинарной линзы (рис. 3.17) СБОМ должен обнаружить круглое пятно интенсивности (рис. 3.18б) с диаметром $\text{FWHM} = 0,47\lambda$. То есть при регистрации острого фокуса для света с идеальной радиальной поляризацией с помощью СБОМ с полым металлическим пирамидальным кантилевером диаметр фокусного пятна будет больше, чем на самом деле. В нашем случае вместо $\text{FWHM} = 0,37\lambda$ СБОМ должен показать $\text{FWHM} = 0,47\lambda$. Однако 4-секторный микрополяризатор (рис. 3.14) формирует смешанный линейно-радиально поляризованный свет [300]. Промоделируем, как такой свет будет фокусировать микролинза (рис. 3.17) и как такой фокус будет регистрировать СБОМ.

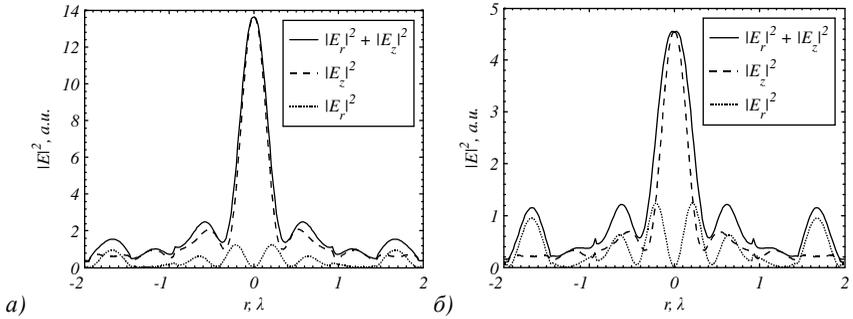


Рис. 3.18 Распределение интенсивности вблизи поверхности ЗП (фокус) при фокусировке моды R-ТЕМ₀₁ с параметром моды $R = 10\lambda$ (а) и то же самое, но при условии ослабления продольной компоненты в 3 раза (б).

На рис. 3.19 показана картина интенсивности на расстоянии 200 мкм от микрополяризатора (рис. 3.14) и отрезками показано направление поляризации.

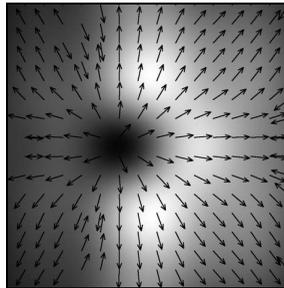


Рис. 3.19 Рассчитанная интенсивность $|E|^2$ света на расстоянии 200 мкм от микрополяризатора (рис. 3.14). Размер кадра 5x5 мкм.

На рис. 3.20 показаны сечения интенсивности в фокусе микролинзы (рис. 3.17), которая освещается смешанным линейно-радиально поляризованным полем (рис. 3.19) от микрополяризатора (рис. 3.14).

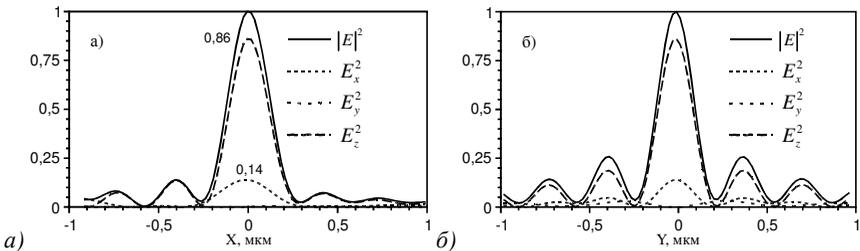


Рис. 3.20 Рассчитанные FDTD-методом сечения распределения интенсивности компонент вектора напряженности электрического поля в фокусе микролинзы (рис.3.17) вдоль осей X (а) и Y (б).

Из рис. 3.20 видно, что поперечная составляющая интенсивности ведет себя как при фокусировке линейно-поляризованного света, а продольная составляющая – как радиально-поляризованного. Поэтому свет с такой поляризацией и назван смешанным линейно-радиально поляризованным. В этом случае фокусное пятно не является идеальным кругом (как на рис. 3.18 для идеальной радиальной поляризации), а является слабым эллипсом с диаметрами по осям $\text{FWHM}_{\text{max}} = (0,40 \pm 0,02)\lambda$ (рис. 3.20а), $\text{FWHM}_{\text{min}} = (0,35 \pm 0,02)\lambda$ (рис. 3.20б). Напомним, что круглый фокус для идеальной радиальной поляризации имел промежуточный диаметр $\text{FWHM} = 0,37\lambda$ (рис. 3.18а). Площади этих двух фокусных пятен отличаются всего на 3%. Из рис. 3.20 видно, что у поперечной интенсивности E_x^2 на оптической оси нет нуля, а наоборот, максимум, хотя продольная интенсивность E_z^2 в 6 раз больше поперечной E_x^2 . На рис. 3.21 показаны те же сечения интенсивности, что и на рис. 3.20б, но продольная интенсивность уменьшена в 3 раза. Диаметр фокуса при этом немного увеличился $\text{FWHM}_{\text{min}} = (0,36 \pm 0,02)\lambda$ (рис. 3.21). Из рис. 3.18 и рис. 3.21 видно, что в обоих случаях (радиальная и смешанная линейно-радиальная поляризации) при измерении СБОМ с пирамидальным металлическим полым кантилевером [137], который в 3 раза более чувствителен к поперечной компоненте электрического поля, чем к продольной, в фокусе должен быть максимум интенсивности.

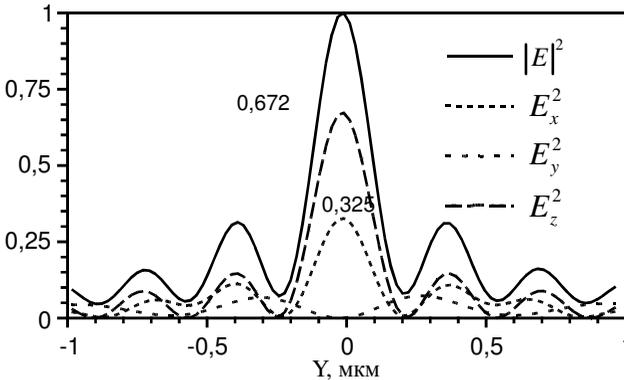


Рис. 3.21 Рассчитанные FDTD-методом сечения распределения интенсивности компонент вектора напряженности электрического поля в фокусе микролинзы (рис. 3.17) вдоль оси Y . Продольная интенсивность E_z^2 уменьшена в 3 раза.

В следующем параграфе будет показано, что использование смешанно-го линейно-радиально поляризованного света, сформированного с помощью микрополяризатора (рис. 3.14), позволяет с помощью микролинзы (рис. 3.17) получить действительно почти круглое фокусное пятно с уменьшенным диаметром по сравнению с результатами работы [126].

Эксперимент по фокусировке смешанного
линейно-радиально поляризованного света бинарной микролинзой

В эксперименте исследовалась острая фокусировка света, отражённого от четырехсекторной пластинки (рис. 3.14) для преобразования линейной поляризации в радиальную. Схема проводимого эксперимента представлена на рисунке 3.22.

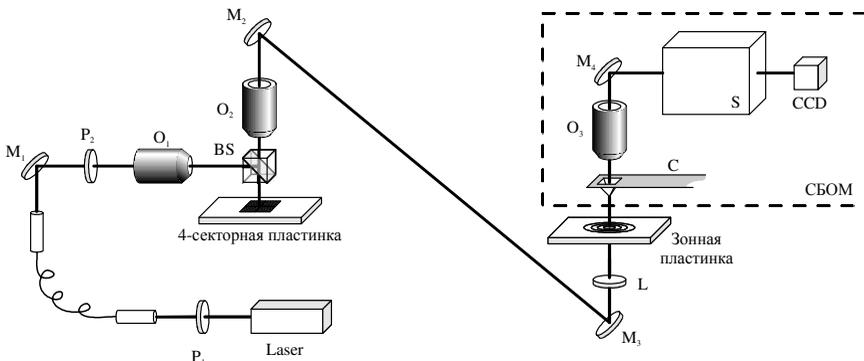


Рис. 3.22 Схема эксперимента. Laser – гелий-неоновый лазер (длина волны 633 нм), P₁, P₂ – поляризаторы, M₁, M₂, M₃, M₄ – зеркала, O₁ – 3,7× объектив, BS – светоделительный кубик, O₂ – 20× объектив, O₃ – 100× объектив, C – кантилевер, L – линза, S – спектрометр, CCD – камера

Свет от гелий-неонового лазера (длина волны 633 нм) фокусировался с помощью объектива O₁ на 4-секторный микрополяризатор (рис. 3.14), преобразующий линейную поляризацию в радиальную. Поляризаторы P₁ и P₂ использовались как для того, чтобы удостовериться, что свет, падающий на микрополяризатор, линейно поляризован, так и для ослабления мощности света от лазера. Отражённый от микрополяризатора свет фокусировался снизу на микролинзу (рис. 3.17) с фокусным расстоянием 532 нм, проходил через нее, образуя субволновый фокус. Распределение интенсивности в фокусе измерялось с помощью СБОМ Интегра Спектра (ИТ-МДТ) (на рис. 3.22 выделен пунктирным прямоугольником). На рис. 3.23 показан пример распределения интенсивности, полученный со СБОМ. Минимальный и максимальный диаметры фокусного пятна на рис. 3.23 по полуспаду интенсивности равны $FWHM_{\min} = (0,37 \pm 0,02)\lambda$, $FWHM_{\max} = (0,39 \pm 0,02)\lambda$. Результаты моделирования этого случая показаны на рис. 3.20 и рис. 3.21: диаметры фокусного пятна равны $FWHM_{\min} = (0,35 \pm 0,02)\lambda$, $FWHM_{\max} = (0,40 \pm 0,02)\lambda$. То есть между расчётом и экспериментом разница укладывается в ошибку (5%). Боковые лепестки картины дифракции в фокусе составляют 20% от максимальной интенсивности основного лепестка (рис. 3.23).

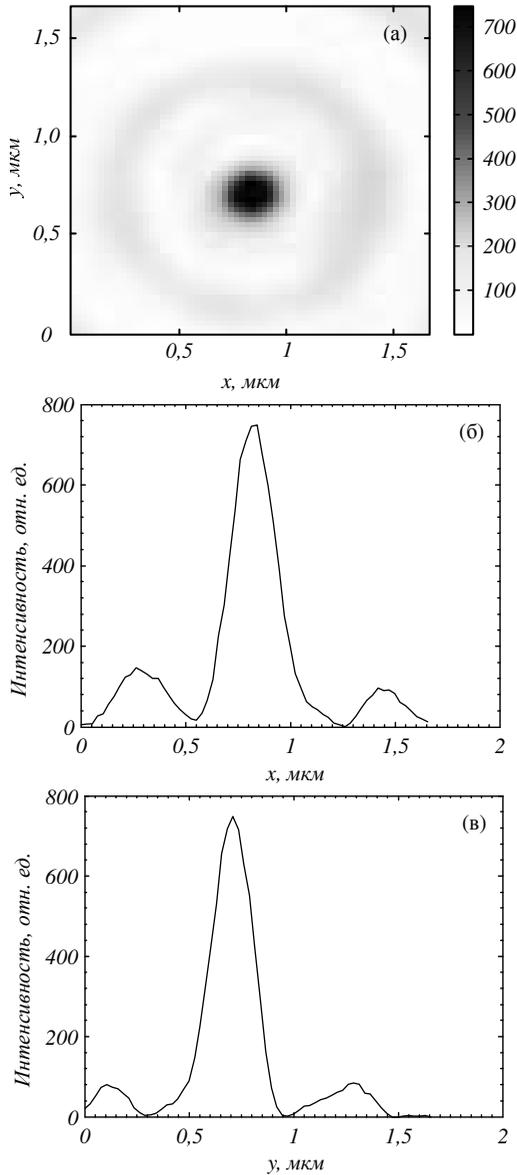


Рис. 3.23 Пример распределения интенсивности, полученного со СБОМ при фокусировке света, отраженного от микрополяризатора и сфокусированного микролинзой: 2D распределение (а) и сечения по двум перпендикулярным осям (б, в)

Это указывает на то, что бинарная микролинза с высокой числовой апертурой (рис. 3.17) работает как бинарный аксикон и формирует в фокусе распределение интенсивности, описываемое квадратом функции Бесселя нулевого порядка. Известно, что дифракционный предел для пучка Бесселя равен по полуспаду интенсивности $0,36\lambda$. Чтобы оценить влияние микрополяризатора, были проведены измерения, в которых подложка с микрополяризатором была сдвинута в поперечном направлении так, чтобы свет от лазера отражался от золотой поверхности подложки без рельефа. В этом случае в фокусе микролинзы формировалось световое пятно с размерами $FWHM_{\min} = (0,35 \pm 0,02)\lambda$, $FWHM_{\max} = (0,41 \pm 0,02)\lambda$. То есть при фокусировке линейно-поляризованного света сформировалось более эллиптическое пятно, минимальный диаметр которого даже меньше диаметра фокусного пятна для случая смешанной линейно-радиальной поляризации. И это понятно, так как использовалась одна и та же линза, и падающий пучок имел один и тот же размер. В этом случае площадь фокусного пятна должна оставаться одинаковой, что и получается в эксперименте:

$$S_{linear} = S_{radial} = \pi(FWHM_{\min} FWHM_{\max}) / 4 = 0,113\lambda^2.$$

В этом параграфе [302-304] с помощью бинарной микролинзы, выполненной по технологии электронной литографии в резисте, с диаметром 14 мкм и фокусом 532 нм (числовая апертура 0,997) лазерный пучок с длиной волны $\lambda = 633$ нм со смешанной линейно-радиальной поляризацией, сформированной при отражении линейно-поляризованного гауссова пучка от четырёхзонного субволнового бинарного дифракционного оптического микроэлемента (микрополяризатора) с золотым покрытием и размером 100×100 мкм (период решеток 400 нм и глубина рельефа 110 нм), был сфокусирован вблизи поверхности микролинзы в почти круглое фокусное пятно с размерами по полуспаду интенсивности $(0,37 \pm 0,02)$ и $(0,39 \pm 0,02)$ от длины волны. В случае фокусировки линейно-поляризованного света (при прочих равных условиях) формировалось эллиптическое фокусное пятно с размерами $(0,35 \pm 0,02)$ и $(0,41 \pm 0,02)$ от длины волны. При этом площади обоих фокусных пятен равны $0,113\lambda^2$. Субволновая фокусировка с помощью двух компонент микрооптики (бинарных микролинзы и микрополяризатора) осуществлена впервые. Интересно, что в недавней работе [301], при фокусировке азимутально-поляризованного лазерного пучка с сингулярностью первого порядка с помощью обычного микрообъектива с иммерсией с числовой апертурой $NA = 1,4$, получено фокусное пятно с диаметром $0,25\lambda$. Если этот диаметр и минимальный диаметр фокуса $0,35\lambda$, полученный в данной работе привести к одинаковой числовой апертуре, то получим одинаковые результаты:

$$\text{FWHM}=0,25\lambda=0,25\lambda*1,4/\text{NA}=0,35\lambda/\text{NA},$$

$$\text{FWHM}=0,35\lambda=0,35\lambda*0,997/\text{NA}=0,35\lambda/\text{NA}.$$

3.3 Четырёхзонный отражающий азимутальный микрополяризатор

Впервые использование субволновых решёток для изменения состояния поляризации описано в работе [295]. В качестве первых работ, где такие решётки были изготовлены, можно назвать работы [296, 297], где осуществлялось преобразование света круговой поляризации с длиной волны 10,6 мкм в азимутально поляризованный пучок. Получение радиально-поляризованного светового пучка для субволновой решётки, работающей для длины волны 1064 нм, рассмотрено в работе [66]. Описание технологии получения преобразователя поляризации для длин волн в диапазоне от 1030 нм до 1060 нм, изготовленного из кремния, приведено в статье [305]. Следует отметить, что большинство работ по использованию субволновых решеток для преобразования поляризации посвящены исследованию ИК-диапазона, так как изготовление таких решеток для видимого диапазона длин волн представляет технологические сложности. Удалось обнаружить только одну работу [306], в которой изготовленная из алюминия субволновая кольцевая решётка преобразовывала круговую поляризацию в радиальную в видимом диапазоне длин волн (для длины волны 633 нм). Также ранее нами была рассмотрена решётка-поляризатор, предназначенная для получения радиально-поляризованного пучка [300]. Полученный радиально-поляризованный пучок использовался нами для фокусировки лазерного излучения зонной пластинкой Френеля в субволновое фокусное пятно с размером $(0,35 \times 0,38)\lambda$ [304]. Использование радиально-поляризованного излучения для острой фокусировки света наиболее востребованная область применения такого состояния поляризации. В последнее время интерес исследователей привлекает также изучение радиальной или азимутальной поляризации с оптическими вихрями. Самой ранней работой по исследованию фокусировки оптических вихрей с пространственно неоднородной поляризацией, которую нам удалось обнаружить, оказалась работа [307]. В ней с помощью интегралов Ричардса-Вольфа, в частности, было показано, что оптический вихрь с радиальной или азимутальной поляризацией формирует в фокусе пик интенсивности, только если его топологический заряд равен $n = 1$. В [308] численно исследуется фокусировка радиально- и азимутально-поляризованных вихрей с топологическими зарядами $n = 1$ и $n = 2$ в слое двулучепреломляющего кристалла. Было показано, что в случае использования вихря с топологическим зарядом $n = 1$ в фокусе линзы ($\text{NA} = 0,9$) формируется «пиковое» распределение интенсивности, в то время, как вихрь с топологическим зарядом $n = 2$ формирует кольцо. Рас-

пространение оптического вихря с начальной радиальной поляризацией рассмотрено в работе [309]. Влияние спиральной пластинки, внесенной в азимутально-поляризованный лазерный пучок с целью уменьшения фокусного пятна, изучалось в [310]. Было показано, что такой пучок формирует на 13,5% меньшее фокусное пятно ($0,147\lambda^2$) по сравнению с аналогичным фокусом от радиально-поляризованного пучка ($0,17\lambda^2$). В [311] исследовалась фокусировка азимутально-поляризованного пучка, прошедшего через концентрические кольцевые фильтры, в которых кольца представляли собой спиральные фазовые пластинки, расположенные таким образом, что разность фаз между соседними кольцами была равна π . Такой пучок, сфокусированный широкоапертурной линзой ($NA = 0,95$) в слой магнитно-оптического материала, формировал иглоподобный фокус с диаметром $FWHM = 0,38\lambda$ и глубиной $7,48\lambda$. Похожим образом магнитно-оптическая среда использовалась в работе [312], но в ней исследовался радиально-поляризованный оптический вихрь, и фокусировка осуществлялась 4π -системой. С помощью радиально-поляризованного оптического вихря, ограниченного кольцевой маской, и 4π фокусирующей системы представляется возможным получать цепочки фокусов длиной более 30λ [313]. Отметим, что в перечисленных выше работах исследование фокусировки радиально- или азимутально-поляризованных вихрей проводилось численно, преимущественно с помощью формул Ричардса-Вольфа. Единственной экспериментальной работа, которую удалось обнаружить [301], изучала фокусировку азимутально-поляризованного вихря линзой с числовой апертурой $NA = 1,4$. Полученное фокусное пятно имело площадь ($0,089\lambda^2$) и было на 31% меньше, чем пятно, полученное при фокусировке пучка с круговой поляризацией.

В данном параграфе изготовлена и исследуется бинарная четырёхсекционная субволновая решётка-поляризатор в плёнке золота. Экспериментально продемонстрировано, что при падении на поляризатор линейно-поляризованного гауссова пучка с длиной волны 532 нм, отражённый от пластинки пучок обладает азимутальной поляризацией. Также в работе с помощью интегралов Рэля-Зоммерфельда получены условия возникновения вблизи оптической оси областей ненулевой интенсивности при распространении оптического вихря с различной начальной поляризацией. Были рассмотрены как однородная (линейная, круговая), так и неоднородная (радиальная, азимутальная) поляризации. Экспериментально показано, что внесение спиральной фазовой пластинки с топологическим зарядом $n = 1$ в полученный с помощью поляризатора азимутально-поляризованный пучок позволяет изменить распределение интенсивности в фокусе линзы с кольцевого на пиковое.

Изготовление и численное моделирование работы поляризатора

Предложенный поляризатор состоит из четырёх зон (рис. 3.24): в секторах, расположенных на рис. 3.24 справа, угол наклона рельефа к оси y составляет 70° и -70° , а период $0,46$ мкм, в левых секторах угол наклона составляет 40° и -40° , а период $0,4$ мкм. Размер поляризатора 100×100 мкм, высота рельефа – 110 нм.

Моделирование работы поляризатора проводилось следующим образом: сначала методом FDTD, реализованным в программе FullWave рассчитывалось поле, отражённое от элемента. Считалось, что на элемент нормально к поверхности падает линейно-поляризованная плоская волна с длиной волны 633 нм. Величина шага сетки метода FDTD была равна $\lambda/30$. Показатель преломления материала ступенек и основания $n = 0,312 + 3,17i$ (золото). Высота рельефа считалась равной 110 нм, а толщина основания – 150 нм. Вычисление распределения поля на значительном расстоянии от элемента осуществлялось с помощью интеграла Рэля-Зоммерфельда, в котором распределение поля на расстоянии 200 нм от поверхности, рассчитанное методом FDTD, использовалось как начальное поле.

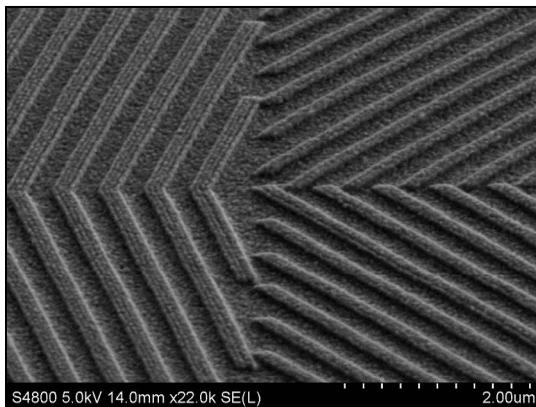


Рис. 3.24 Изображение центральной части изготовленного поляризатора, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа

На рис. 3.25 показано распределение интенсивности и направление поляризации, рассчитанное на расстоянии 5 мкм, 300 мкм и 500 мкм от элемента.

Стрелки на рис. 3.25 показывают направление поляризации. То, что некоторые стрелки показывают строго в обратную сторону свидетельствует об ошибке на π при определении поляризации в данной точке. Волновой фронт отражённого от элемента пучка из плоского превращается в сферический на большом расстоянии, а плоскость наблюдения остается плоской.

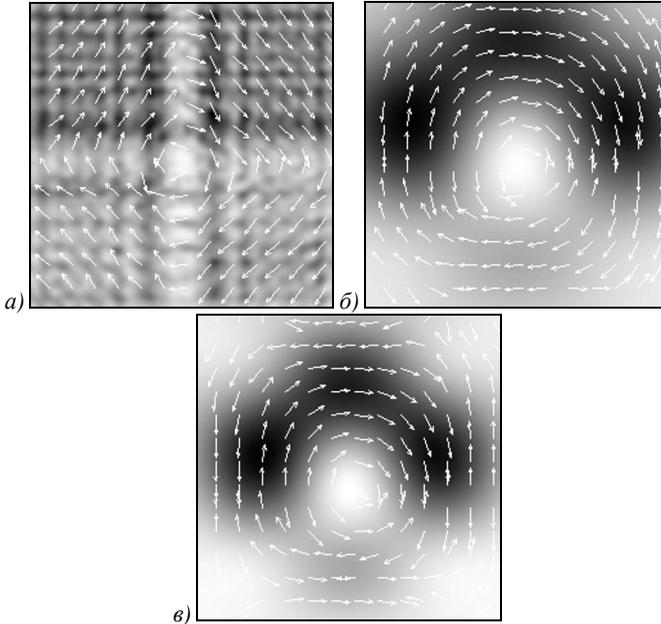


Рис. 3.25 Распределение интенсивности и направление поляризации в пучке, отражённом от поляризатора на расстоянии 5,2 мкм (а), 300,2 мкм (б) и 500,2 мкм (в) от поверхности поляризатора. Размер изображения 20×20 мкм (а, б), 40×40 мкм (в)

Из-за этого появляется дополнительный набег фазы, влияющий на качество определения направления поляризации с точностью до π . Заметим, что данный «сбой» поляризации происходит локально, и не влияет на общий характер поляризации пучка.

Изготовление микрополяризатора

По технологии электронной литографии на поверхность стеклянной подложки был нанесен слой золота толщиной 160-180 нм. Далее слой золота был покрыт слоем резиста, на который с помощью электронного луча (напряжение на трубке 30 кВ) проектировалась картина 4-секторной решётки-поляризатора. Затем образец травился в киселе, который растворяет участки резиста, экспонированные пучком электронов. Далее с помощью реактивного ионного травления шаблон решётки-поляризатора трансформировался в слой золота. С помощью аргоновой плазмы частицы золота расплылись из участков, незащищённых резистом. На заключительном этапе остатки резиста удалялись с использованием кислородной плазмы, в результате чего шаблон поляризатора был выгравирован на золоте. Время реактивного ионного травления было оптимизировано таким

образом, чтобы достичь глубины травления золота примерно 110 нм. На рис. 3.26 показано изображение центральной части 4-секторного преобразователя поляризации, на который падает линейно-поляризованный гауссов пучок с длиной волны 532 нм.

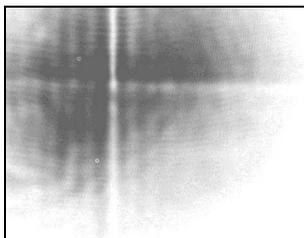


Рис. 3.26 Изображение микрополяризатора (рис. 3.24) в лазерном свете без использования выходного поляризатора

При отражении от такого поляризатора осуществляется изменение состояния поляризации света. На рис. 3.27 показано изображение микрополяризатора (рис. 3.24) при наличии перед камерой поляризатора, ориентированного под углом 0° , 90° , 45° и -45° по отношению к направлению поляризации света, падающего на элемент. На рис. 3.28 показан отражённый от микрополяризатора (рис. 3.24) лазерный пучок в дальней зоне дифракции.

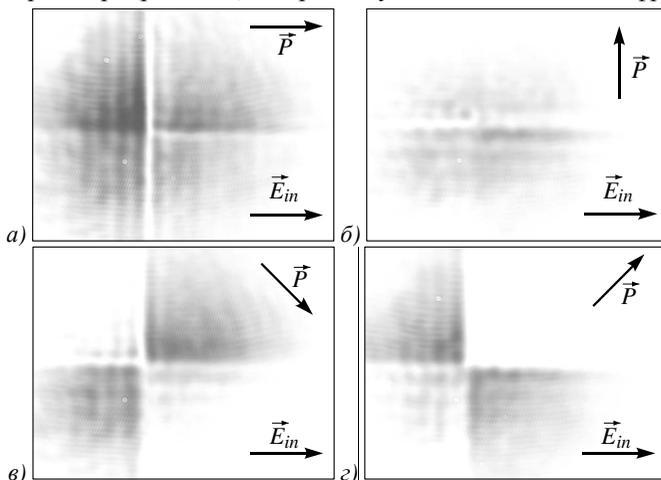


Рис. 3.27 Изображение микрополяризатора (рис. 3.24) в лазерном свете. Перед камерой помещен выходной поляризатор (анализатор), повернутый на угол 0° (а), 90° (б), 45° (в) и -45° (г) к направлению поляризации падающего на пластинку излучения

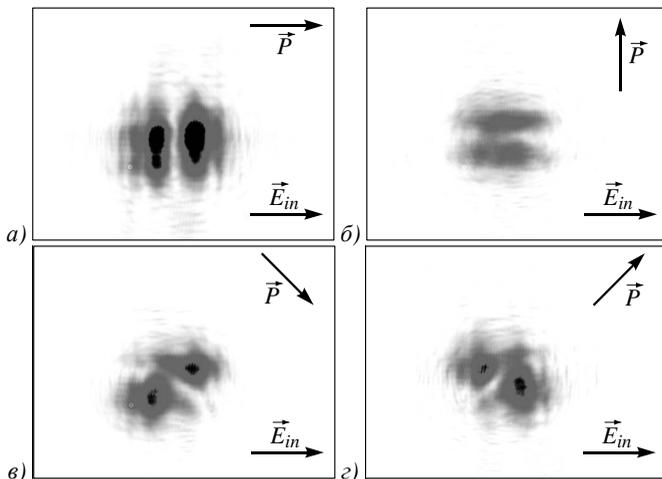


Рис. 3.28 Изображение в дальней зоне лазерного пучка, отражённого от 4-секторного микрополяризатора. Перед камерой помещен выходной поляризатор (анализатор), повернутый на угол 0° (а), 90° (б), 45° (в) и -45° (г) к направлению поляризации падающего на пластинку излучения

На основании рис. 3.28 можно сделать вывод, что 4-секторный микрополяризатор (рис. 3.24) преобразует падающий на него линейно-поляризованный пучок света в азимутально-поляризованный пучок. Однако интенсивность в отражённом пучке распределена неравномерно по кольцу. Это объясняется тем, что 4-х секторный микрополяризатор (рис. 3.24) не обладает радиальной симметрией. Заметим, что в классической работе по острой фокусировке радиально-поляризованного лазерного света [6] также использовался 4х-секторный преобразователь поляризации, но состоящий из повернутых полуволновых пластинок.

Оптические вихри с различным состоянием поляризации исходного пучка

В этом параграфе на основе интегралов Рэлея-Зоммерфельда получены условия, при которых на оптической оси возникает максимум интенсивности для оптического вихря с разной начальной поляризацией. Известно, что распространение когерентного монохроматического света в свободном пространстве можно описать с помощью векторных интегралов Рэлея-Зоммерфельда [295]:

$$E_{x,y}(\rho, \theta, z) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_{x,y}(r, \varphi, 0) \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) r dr d\varphi, \quad (3.1)$$

$$E_z(\rho, \theta, z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[E_x(r, \varphi, 0) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) + E_y(r, \varphi, 0) \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) \right] r dr d\varphi, \quad (3.2)$$

где

$$R = (z^2 + r^2 + \rho^2 - 2r\rho \cos(\varphi - \theta))^{1/2} \approx z + \frac{r^2}{2z} + \frac{\rho^2}{2z} - \frac{r\rho}{z} \cos(\varphi - \theta), \quad (3.3)$$

k – волновое число, (ρ, θ, z) – цилиндрическая система координат, (r, φ) – полярные координаты в начальной плоскости ($z = 0$). Приближенное неравенство в (3.3) верно в параксиальном случае, когда $z \gg r, \rho$. Пусть в начальной плоскости поперечные проекции напряженности электрического поля описывают оптический вихрь с однородной поляризацией (линейной, круговой или эллиптической):

$$E_{x,y}(r, \varphi, 0) = A_{x,y}(r) e^{in\varphi} \quad (3.4)$$

где n – целое число, которое называется топологическим зарядом оптического вихря. Тогда, подставив (3.4) в (3.1), (3.2) и воспользовавшись параксиальным приближением (3.3), получим для проекций светового поля при любом z следующие выражения:

$$E_{x,y}(\rho, \theta, z) = \frac{(-i)^{n+1} k}{z} \exp\left(ikz + in\theta + \frac{ik\rho^2}{2z} \right) \int_0^\infty A_{x,y}(r) e^{\frac{ikr^2}{2z}} J_n\left(\frac{kr\rho}{z} \right) r dr, \quad (3.5)$$

$$\begin{aligned} E_z(\rho, \theta, z) = & \frac{(-i)^n k}{2z^2} \exp\left(ikz + in\theta + \frac{ik\rho^2}{2z} \right) \times \\ & \times \int_0^\infty e^{\frac{ikr^2}{2z}} \left\{ re^{i\theta} [A_x(r) - iA_y(r)] J_{n+1}\left(\frac{kr\rho}{z} \right) - \right. \\ & - re^{-i\theta} [A_x(r) + iA_y(r)] J_{n-1}\left(\frac{kr\rho}{z} \right) - \\ & \left. - 2i\rho [A_x(r) \cos \theta + A_y(r) \sin \theta] J_n\left(\frac{kr\rho}{z} \right) \right\} r dr. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Из (3.5) и (3.6) видно, что для однородной поляризации распределение интенсивности поперечных компонент E -поля имеет радиальную симметрию, а распределение интенсивности продольной компоненты E -поля не обладает радиальной симметрией. Также, из (3.5) и (3.6) следует, что на оптической оси ($\rho = 0$) амплитуда всех трех проекций будет равна нулю при $n > 1$ и $n < -1$. При $n = 0$ на оптической оси продольная компонента E -поля будет равна нулю, а поперечные компоненты могут быть отличны от нуля. При $n = \pm 1$, наоборот, поперечные компоненты E -поля равны нулю, а продольная компонента отлична от нуля. Но есть исключение: если

начальное поле (3.4) имеет круговую поляризацию $A_x(r) = iA_y(r)$ по часовой стрелке и топологический заряд равен $n = -1$, то продольная компонента поля (3.6) на оптической оси будет равна нулю ($E_z(\rho = 0, \theta, z) = 0$), а также, если начальное поле имеет круговую поляризацию против часовой стрелки $A_x(r) = -iA_y(r)$ и топологический заряд равен $n = 1$, то, по-прежнему, $E_z(\rho = 0, \theta, z) = 0$. То есть, фокусное пятно на оптической оси можно получить только в трех случаях комбинации типа начальной однородной поляризации и значения топологического заряда оптического вихря (Таблица 3.1).

Таблица 3.1 Условия формирования фокусного пятна на оптической оси для света с однородной поляризацией

№	Топологический заряд	Тип однородной поляризации
1	$n = 0$	$A_x(r) + \alpha A_y(r)$ любая
2	$n = 1$	$A_x(r) = iA_y(r)$ круговая по часовой
3	$n = -1$	$A_x(r) = -iA_y(r)$ круговая против часовой

Для получения выражений, аналогичных (3.5) и (3.6) для световых полей с неоднородной поляризацией (радиальной, азимутальной) запишем формулы для перехода от поперечных проекций E -поля в декартовой системе координат (E_x, E_y) к проекциям в полярной системе координат (E_r, E_φ):

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi & \sin \varphi \\ -\sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix}, \tag{3.7}$$

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \varphi - \sin \varphi \\ \sin \varphi & \cos \varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_r \\ E_\varphi \end{pmatrix}.$$

Используя правила перехода от одних координат к другим (3.7), интегралы Релея-Зоммерфельда (3.1)-(3.3) для световых полей с неоднородной поляризацией примут вид:

$$E_r(\rho, \theta, z) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [E_r(r, \varphi, 0) \cos(\varphi - \theta) - E_\varphi(r, \varphi, 0) \sin(\varphi - \theta)] \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) r dr d\varphi, \tag{3.8}$$

$$E_\varphi(\rho, \theta, z) = -\frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} [E_r(r, \varphi, 0) \sin(\varphi - \theta) + E_\varphi(r, \varphi, 0) \cos(\varphi - \theta)] \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) r dr d\varphi, \tag{3.9}$$

$$\begin{aligned}
 E_z(\rho, \theta, z) = & \\
 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \int_0^{2\pi} & \left[E_r(r, \varphi, 0)(r - \rho \cos(\varphi - \theta)) + E_\varphi(r, \varphi, 0)\rho \sin(\varphi - \theta) \right] \times \\
 \times \frac{\partial}{R\partial R} \left(\frac{e^{ikR}}{R} \right) & r dr d\varphi. \tag{3.10}
 \end{aligned}$$

Из (3.8), (3.9) видно, что в общем случае начальное радиально-поляризованное световое поле $E_\varphi(r, \varphi, 0) = 0$ при распространении не сохраняет радиальную поляризацию, также и начальное азимутально-поляризованное световое поле $E_r(r, \varphi, 0) = 0$ при распространении не сохраняет азимутальную поляризацию. Из (3.10) следует, что вклад в интенсивность на оптической оси ($\rho = 0$) дает только радиально-поляризованная составляющая $E_r(r, \varphi, 0)$. То есть, если начальное световое поле имеет только азимутальную составляющую $E_\varphi(r, \varphi, 0)$, то на оптической оси ($\rho = 0$) продольная составляющая E -поля будет равна нулю $E_z(\rho = 0, \theta, z) = 0$.

Рассмотрим в качестве начального светового поля радиально-поляризованный оптический вихрь с комплексной амплитудой:

$$\begin{cases} E_r(r, \varphi, 0) = A_r(r)e^{in\varphi}, \\ E_\varphi(r, \varphi, 0) = 0. \end{cases} \tag{3.11}$$

Тогда интегралы (3.8)-(3.10) в параксиальном приближении примут вид:

$$\begin{aligned}
 E_r(\rho, \theta, z) = \frac{(-i)^n k}{2z} \exp\left(ikz + in\theta + \frac{ik\rho^2}{2z} \right) \times \\
 \times \int_0^\infty A_r(r) e^{\frac{ikr^2}{2z}} \left[J_{n-1}\left(\frac{kr\rho}{z} \right) - J_{n+1}\left(\frac{kr\rho}{z} \right) \right] r dr, \tag{3.12}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_\varphi(\rho, \theta, z) = \frac{(-i)^{n-1} k}{2z} \exp\left(ikz + in\theta + \frac{ik\rho^2}{2z} \right) \times \\
 \times \int_0^\infty A_r(r) e^{\frac{ikr^2}{2z}} \left[J_{n-1}\left(\frac{kr\rho}{z} \right) + J_{n+1}\left(\frac{kr\rho}{z} \right) \right] r dr, \tag{3.13}
 \end{aligned}$$

$$E_z(\rho, \theta, z) = \frac{(-i)^{n-1} k}{2z^2} \exp\left(ikz + in\theta + \frac{ik\rho^2}{2z}\right) \times \int_0^\infty A_r(r) e^{\frac{ikr^2}{2z}} \left\{ 2r J_n\left(\frac{kr\rho}{z}\right) + i\rho \left[J_{n+1}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) - J_{n-1}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) \right] \right\} r dr. \quad (3.14)$$

Из (3.12)-(3.14) следует, что 1) начальное радиально-поляризованное вихревое поле при распространении не сохраняет радиальную поляризацию, поляризация становится смешанной (и радиальной и азимутальной); 2) начальное радиально-поляризованное вихревое поле, обладающее радиально-симметричным распределением интенсивности, сохраняет радиальную симметрию интенсивности при распространении; то есть, если с помощью такого поля сформировать фокусное пятно на оптической оси, то оно будет обладать круговой симметрией. Из (3.12) и (3.13) также следует, что если начальное радиально-поляризованное поле не вихревое ($n=0$) и так как $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$, то амплитуда азимутальной составляющей E -поля будет равна нулю $E_\varphi(\rho=0, \theta, z) = 0$. То есть, радиально-поляризованное и радиально-симметричное световое поле $E_r(r, \varphi, 0) = A_r(r)$ остается радиально-поляризованным при распространении. На оптической оси ($\rho = 0$) при $n > 1$ и $n < -1$ все компоненты E -поля (3.12)-(3.14) равны нулю. Если $n = 0$, то на оптической оси ($\rho = 0$) отлична от нуля только продольная компонента $E_z(\rho=0, \theta, z) \neq 0$, а если $n = \pm 1$, то отличными от нуля на оптической оси будут только поперечные компоненты светового поля $E_r(\rho=0, \theta, z) = \mp i E_\varphi(\rho=0, \theta, z) \neq 0$. Таким образом, фокусное пятно на оптической оси можно сформировать двумя способами. Либо с помощью не вихревого ($n = 0$) радиально-поляризованного начального поля, либо с помощью начального вихревого радиально-поляризованного поля с $n = \pm 1$. Второй способ предпочтительней тем, что круглое фокусное пятно на оптической оси формируется с помощью поперечных составляющих E -поля. Свет с поперечными составляющими распространяется вдоль оптической оси, и может быть использован наблюдателем. При формировании фокуса первым способом (не вихревым радиально-симметричным полем) свет не будет распространяться вдоль оптической оси.

Рассмотрим далее в качестве начального светового поля азимутально-поляризованный оптический вихрь с комплексной амплитудой:

$$\begin{cases} E_\varphi(r, \varphi, 0) = A_\varphi(r)e^{in\varphi}, \\ E_r(r, \varphi, 0) = 0. \end{cases} \quad (3.15)$$

Тогда интегралы (3.8)-(3.10) в паракиральном приближении примут вид:

$$\begin{aligned} E_r(\rho, \theta, z) &= \frac{(-i)^{n+1}k}{2z} \exp\left(ikz + in\theta + \frac{ik\rho^2}{2z}\right) \times \\ &\times \int_0^\infty A_\varphi(r) e^{\frac{ikr^2}{2z}} \left[J_{n-1}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) + J_{n+1}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) \right] r dr, \end{aligned} \quad (3.16)$$

$$\begin{aligned} E_\varphi(\rho, \theta, z) &= \frac{(-i)^n k}{2z} \exp\left(ikz + in\theta + \frac{ik\rho^2}{2z}\right) \times \\ &\times \int_0^\infty A_\varphi(r) e^{\frac{ikr^2}{2z}} \left[J_{n-1}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) - J_{n+1}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) \right] r dr, \end{aligned} \quad (3.17)$$

$$\begin{aligned} E_z(\rho, \theta, z) &= \frac{(-i)^{n+1}k\rho}{2z^2} \exp\left(ikz + in\theta + \frac{ik\rho^2}{2z}\right) \times \\ &\times \int_0^\infty A_\varphi(r) e^{\frac{ikr^2}{2z}} \left[J_{n-1}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) + J_{n+1}\left(\frac{kr\rho}{z}\right) \right] r dr, \end{aligned} \quad (3.18)$$

Из сравнения (3.16) и (3.18) следует, что радиальная и продольная составляющие E -поля связаны простым соотношением:

$$E_z(\rho, \theta, z) = \frac{\rho}{z} E_r(\rho, \theta, z). \quad (3.20)$$

Из (3.16)-(3.18) следует, что 1) начальное азимутально-поляризованное вихревое поле при распространении не сохраняет азимутальную поляризацию, поляризация становится смешанной (и радиальной и азимутальной); 2) начальное азимутально-поляризованное вихревое поле, обладающее радиально-симметричным распределением интенсивности, сохраняет радиальную симметрию интенсивности при распространении; то есть, если с помощью такого поля сформировать фокусное пятно на оптической оси, то оно будет обладать круговой симметрией. Из (3.16) и (3.17) также следует, что если начальное азимутально-поляризованное поле не вихревое ($n=0$) и так как $J_{-n}(x) = (-1)^n J_n(x)$, то амплитуда радиальной составляющей E -поля будет равна нулю $E_r(\rho=0, \theta, z) = 0$. То есть, азимутально-поляризованное и радиально-симметричное световое поле $E_\varphi(r, \varphi, 0) = A_\varphi(r)$ остается азимутально-поляризованным при распространении. Можно заметить, что эти выводы по

отношению к полю (3.16)-(3.18) совпадают с выводами для поля (3.12)-(3.14) с точность замены слова радиальный на азимутальный. А вот следующие выводы будут отличаться. На оптической оси ($\rho = 0$) при $n \neq \pm 1$ все компоненты E -поля (3.16)-(3.18) равны нулю. Продольная компонента поля (3.20) на оптической оси всегда равна нулю $E_z(\rho = 0, \theta, z) = 0$. Если $n = \pm 1$, то отличными от нуля на оптической оси будут только поперечные компоненты светового поля $E_r(\rho = 0, \theta, z) = \mp i E_\varphi(\rho = 0, \theta, z) \neq 0$. Таким образом, фокусное пятно на оптической оси можно сформировать только одним способом с помощью начального азимутально-поляризованного вихревого поля с топологическим зарядом ± 1 . При этом круглое фокусное пятно должно быть таких же размеров (при прочих равных условиях), как и при фокусировке начального радиально-поляризованного вихревого поля с топологическим зарядом ± 1 . Это следует из того, что выражения (3.12) и (3.13) функционально совпадают с (3.16) и (3.17).

Таблица 3.2 Условия формирования фокусного пятна на оптической оси для света с неоднородной поляризацией

№	Топологический заряд	Тип начальной неоднородной поляризации
1	$n = 0$	$A_r(r)$ радиальная поляризация
2	$n = \pm 1$	$A_r(r)$ радиальная поляризация или $A_\varphi(r)$ азимутальная поляризация

Спиральная фазовая пластинка
в азимутально- поляризованном лазерном пучке

В проведенном эксперименте (рис. 3.29) линейно-поляризованный свет от лазера с длиной волны 532 нм фокусировался с помощью 10-кратного объектива O_1 на подложку с расположенными на ней решётками-поляризаторами.

Отражённый от поляризатора свет проходил через спиральную фазовую пластинку с топологическим зарядом $n = 1$ и через линзу L_1 ($f \approx 1,5$ см), формируя фокусное пятно, распределение интенсивности в котором наблюдалось с помощью 20-кратного объектива O_2 .

На рис. 3.30 показано распределение интенсивности в фокусе в отсутствие (рис. 3.30а) и при наличии (рис. 3.30б) спиральной фазовой пластинки на пути пучка.

Из рис. 3.31 видно, что сфокусированный азимутально-поляризованный пучок формирует в фокусе распределение интенсивности в почти форме кольца. Также видно, что внесение спиральной фазовой пластинки меняет распределение интенсивности в фокусе – теперь в центре наблюдается пик интенсивности, окруженный боковыми лепестками.

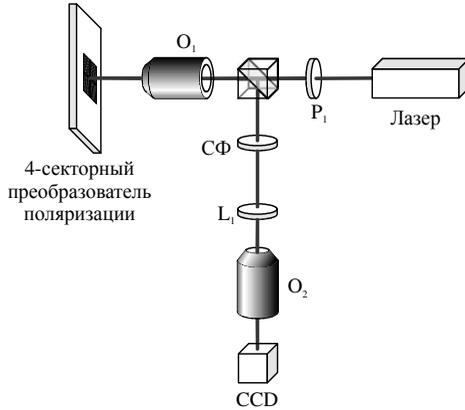


Рис. 3.29 Схема эксперимента: P_1 – линейный поляризатор, O_1 – 10× объектив ($NA = 0,25$), СФ – спиральная фазовая пластинка с топологическим зарядом $n = 1$, L_1 – линза ($f \approx 1,5$ см), O_2 – 20× объектив ($NA = 0,4$), CCD – камера

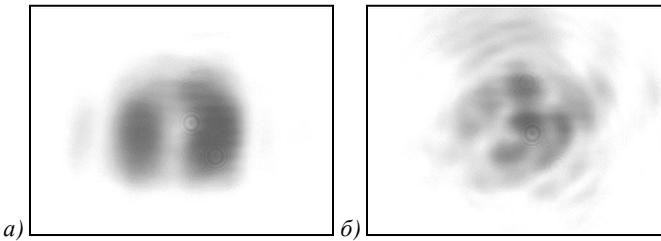


Рис. 3.30 Азимутально-поляризованный сфокусированный пучок (негатив) (а) и сфокусированный пучок, обладающий азимутальной поляризацией и прошедший через спиральную фазовую пластинку с топологическим зарядом $n = 1$ (б).
Размер кадра (2,7×2) мм

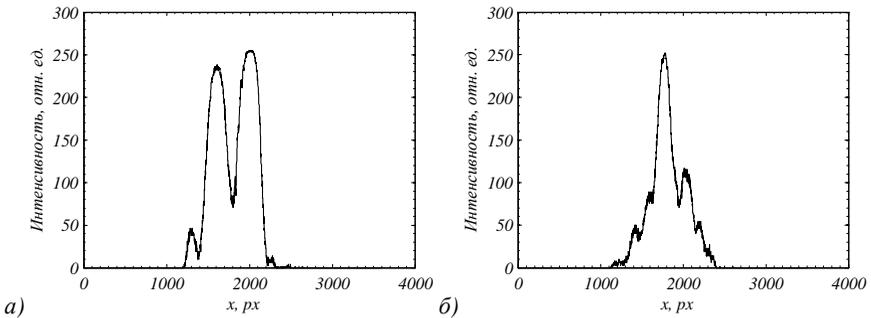


Рис. 3.31 Сечения интенсивности (рис. 3.30) сфокусированного линзой азимутально-поляризованного пучка, не прошедшего (а) и прошедшего (б) через спиральную фазовую пластинку с топологическим зарядом $n = 1$.

Из рис. 3.32, на котором показаны сечения интенсивности картин на рис. 3.30, это ясно видно.

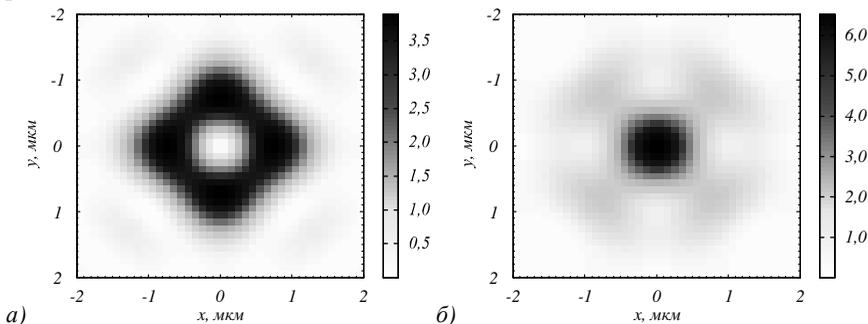


Рис. 3.32 Распределение интенсивности (негатив) в фокусе линзы для пучка с азимутальной поляризацией, не прошедшего (а) и прошедшего (б) через спиральную фазовую пластинку

Чтобы удостовериться, что эксперимент был проведен правильно, дополнительно была промоделирована фокусировка азимутально-поляризованного оптического вихря с топологическим зарядом $n = 1$ с помощью формул Ричардса-Вольфа. В первом моделировании считалось, что линза ($NA = 0,3$) фокусирует плоскую волну, в которой поляризация изменяется посекторно в зависимости от значения азимутального угла φ . Во втором моделировании к плоской волне из первого моделирования добавлялся оптический вихрь. Результаты распределения интенсивности приведены на рис. 3.32.

Результаты моделирования на рис. 3.32. показывают, размер фокусного пятна (б) совпадает с размером области пониженной интенсивности в центре 4х-секторного кольца (а). Это же можно видеть и в эксперименте на рисунках 3.30 и 3.31.

В этом параграфе получены следующие результаты [314]. Рассчитан и изготовлен 4-зонный бинарный субволновый отражающий преобразователь поляризации в плёнке золота, осуществляющий преобразование линейно-поляризованного излучения в азимутально-поляризованное. Экспериментально показано, что изготовленный 4-секторный микрополяризатор формирует азимутально-поляризованный пучок. С помощью векторных интегралов Рэлея-Зоммерфельда получены условия возникновения максимума интенсивности на оптической оси для оптических вихрей круговой, азимутальной и радиальной поляризации. Численно и экспериментально показано, что внесение спиральной фазовой пластинки с топологическим зарядом $n = 1$ в азимутально поляризованный пучок позволяет изменить

распределение в фокусе линзы с «кольцевого» на «пиковое» для небольших числовых апертур ($NA < 0,3$).

3.4 Четырёхзонный пропускающий азимутальный микрополяризатор с фазовым сдвигом

Создание компонентов микрооптики с метаповерхностью новое направление в нанофотонике. Интерес к ним вызван возможностью одновременного управления поляризацией, амплитудой и фазой лазерного пучка. Метаповерхность [315] - это метаматериал нулевой толщины. На метаповерхности расположены периодически субволновые неоднородности в виде рельефа или включения из другого материала, которые увеличивают взаимодействие между светом и поверхностью. В [315] подробно описывается теория таких метаповерхностей и даны расчетные и экспериментальные примеры: четверть волновая пластинка для видимого и ближнего ИК-диапазона [316], плоская трёхслойная линза [317], плоская линза и плоский аксикон на основе V-антенн [318]. Разные типы микрополяризаторов с метаповерхностью описаны в [319-321]. Микрополяризатор с метаповерхностью, представляющий собой тонкую металлическую плёнку с наноотверстиями и поворачивающий линейную поляризацию света с длиной волны 1340 нм на 90 градусов, описан в [319]. В [320] описан другой тип преобразователя поляризации для длины волны 4,3 мкм на основе субволновых Y-образных наноантенн из алюминия. Отражающие субволновые микрополяризаторы для видимого диапазона в плёнке алюминия исследуются в [321]. Первые субволновые бинарные микрополяризаторы были изготовлены для инфракрасного диапазона [296, 297], где осуществлялось преобразование света круговой поляризации с длиной волны 10,6 мкм в азимутально поляризованный пучок. Получение радиально-поляризованного светового пучка для субволновой решётки, работающей для длины волны 1064 нм, рассмотрено в работе [66]. Описание технологии получения преобразователя поляризации для длин волн в диапазоне от 1030 нм до 1060 нм, изготовленного из кремния, приведено в статье [305]. Известны также микрополяризаторы на пропускание для видимого диапазона [306]. В [306] изготовлена из алюминия субволновая кольцевая решётка преобразовывала круговую поляризацию в радиальную в видимом диапазоне длин волн (для длины волны 633 нм). Для видимого диапазона известны также отражающие микрополяризаторы с метаповерхностью в плёнке золота для преобразования линейной поляризации в радиальную [300, 302, 304] и азимутальную [314] поляризацию. Азимутальная поляризация предпочтительней для острой фокусировки света, чем радиальная поляризация, по нескольким причинам.

Во-первых, при прочих равных условиях и при большой числовой апертуре фокусное пятно для света с азимутальной поляризацией меньше, чем для радиальной. Например, влияние спиральной пластинки, внесенной в азимутально-поляризованный лазерный пучок с целью уменьшения фокусного пятна, изучалось в [310]. Было показано, что такой пучок формирует на 13,5% меньшее фокусное пятно ($0,147\lambda^2$) по сравнению с аналогичным фокусом от радиально-поляризованного пучка ($0,17\lambda^2$). Во-вторых, субволновое фокусное пятно света с радиальной поляризацией состоит в основном из продольной поляризации (при этом свет от этого фокусного пятна почти не идет к наблюдателю вдоль оптической оси), а фокусное пятно света с азимутальной поляризацией состоит в основном из поперечной поляризации, которая доступна наблюдателю на оптической оси. По этой причине поперечно-поляризованные фокусные пятна востребованы в таких областях как оптическая когерентная томография [322], оптические системы хранения данных [323] и детектирование отдельных молекул [324]. Недостатком фокусировки света с азимутальной поляризацией является необходимость использования дополнительного элемента – спиральной фазовой пластинки [310]. Но с помощью метаповерхности можно в одном элементе управлять и поляризацией, и фазой светового поля.

В данном параграфе впервые изготовлен и исследован для видимого диапазона бинарный субволновый пропускающий элемент с метаповерхностью, который линейную поляризацию переводит в неоднородную поляризацию, близкую к азимутальной. Отличие в том, что азимутальная поляризация направлена по касательной к концентрическим окружностям, а в данном случае - поляризация направлена по сторонам квадратов. Кроме того, направление поляризации на противоположенных сторонах квадрата противоположенное.

Численное моделирование работы поляризатора

Рассчитанный микрополяризатор с полуволновым сдвигом для преобразования линейной поляризации в азимутальную содержит четыре зоны с углами наклона линий субволновых решеток -60° , 60° , -60° , 60° (рис. 1). Период решеток 230 нм, ширина ступеньки 138 нм, ширина канавки 92 нм. Материал решетки - кремний (Si), высота рельефа решетки 130 нм. Решетка рассчитана на длину волны 633 нм, комплексный показатель преломления кремния при расчете выбирался равным $n = 3,87 - 0,016i$. Общая эффективность прошедшего преобразованного света по отношению к падающему на решетку из подложки излучению приблизительно 15%. Размер изготовленного поляризатора (рис. 3.33) 100×100 мкм.

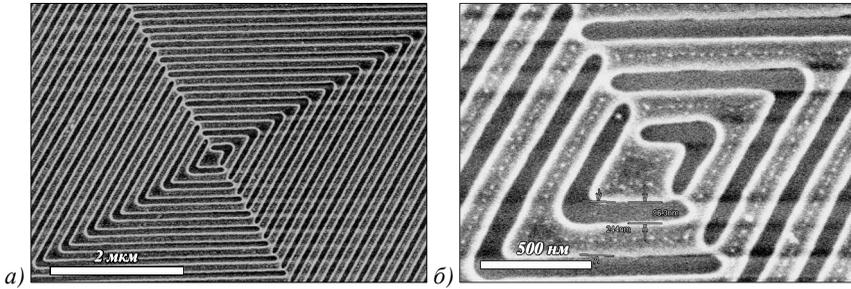


Рис. 3.33 Изображение части изготовленного микрополяризатора с полуволновым сдвигом, полученное с помощью сканирующего электронного микроскопа (а), и её увеличенная центральная часть (б)

Параметры изготовленного микрополяризатора (рис. 3.33) несколько отличались от рассчитанного: период 244 нм, ширина ступеньки 148 нм, а ширина канавки 96 нм. Хотя это отличие укладывается в 6%. Моделирование работы поляризатора (рис. 3.33) проводилось следующим образом: сначала методом FDTD, реализованным в программе FullWAVE, рассчитывалось поле, прошедшее через элемент. Считалось, что на микрорельеф элемента из подложки нормально к поверхности падает линейно-поляризованная плоская волна с длиной волны $\lambda = 633$ нм. Величина шага сетки метода FDTD была равна $\lambda/30$. Показатель преломления материала ступенек и основания $n = 3,87 - 0,016i$ (кремний). Высота рельефа считалась равной 130 нм. Показатель преломления основания равен $n = 1,5$. Вычисление распределения поля на значительном расстоянии от элемента осуществлялось с помощью интеграла Рэлея-Зоммерфельда, в котором распределение поля на расстоянии 100 нм от поверхности, рассчитанное методом FDTD, использовалось как начальное поле. На рис. 3.34-3.36 показано распределение интенсивности (негатив), рассчитанное на расстоянии 5 мкм (рис. 3.34), 100 мкм (рис. 3.35) и 300 мкм (рис. 3.36) от элемента.

Для сравнения с экспериментом распределения интенсивности приведены в предположении, что исследуемый пучок прошел поляризатор (анализатор).

При этом часть *a* рис. 3.34-3.36 соответствует направлению анализатора, совпадающему с направлением входной поляризации, части *б* и *в* – случаю, когда анализатор повернут на углы -45° и 45° , соответственно, к направлению поляризации входного излучения, часть *г* – случаю, когда направление анализатора перпендикулярно направлению входной поляризации, наконец, часть *д* – случаю, когда анализатор отсутствует.

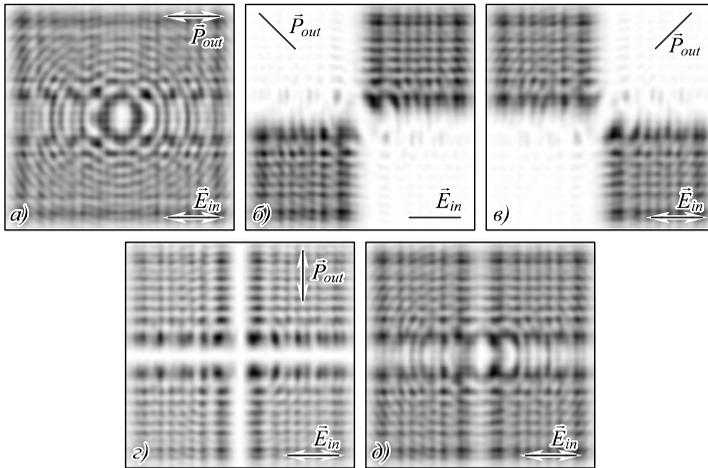


Рис. 3.34. Распределение интенсивности (негатив) и направление поляризации в пучке, прошедшем через 4-секторный поляризатор на расстоянии 5,1 мкм от поверхности поляризатора. Анализатор повернут на угол 0° (а), -45° (б), 45° (в) и 90° (г) к направлению поляризации падающего на пластинку излучения и отсутствует (д). Размер изображения 20×20 мкм

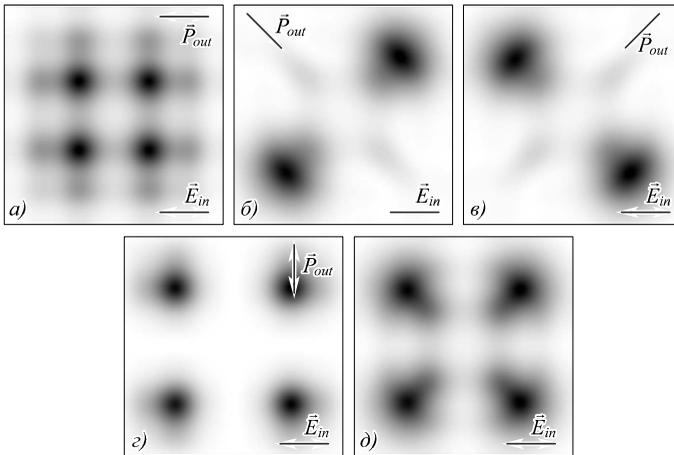


Рис. 3.35 Распределение интенсивности (негатив) и направление поляризации в пучке, прошедшем через поляризатор на расстоянии 100 мкм от поверхности поляризатора. Анализатор повернут на угол 0° (а), -45° (б), 45° (в) и 90° (г) к направлению поляризации падающего на пластинку излучения и отсутствует (д). Размер изображения 20×20 мкм

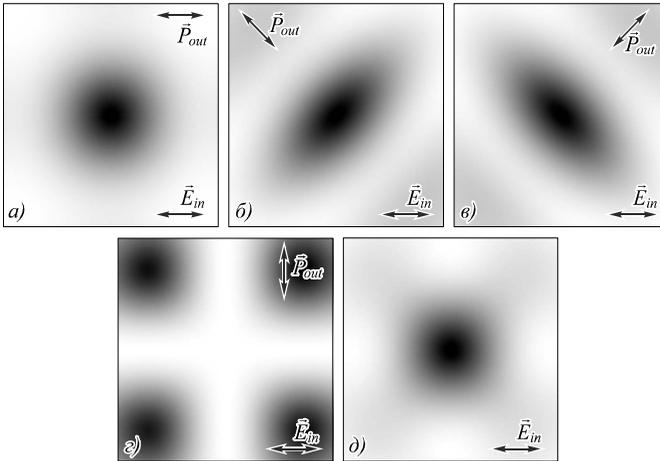


Рис. 3.36 Распределение интенсивности (негатив) и направление поляризации в пучке, прошедшем через поляризатор на расстоянии 300 мкм от поверхности поляризатора. Анализатор повернут на угол 0° (а), -45° (б), 45° (в) и 90° (г) к направлению поляризации падающего на пластинку излучения и отсутствует (д). Размер изображения 20×20 мкм

Из рис. 3.35 видно, что в ближней зоне (на расстоянии 5 мкм от микрополяризатора) поляризация близка к азимутальной, но в диаметрально противоположенных точках светового поля разность фаз равна π . По мере удаления от микрополяризатора амплитуда светового поля приобретает вид, похожий на моду Эрмита-Гаусса (1,1), и имеет четыре локальных максимума (на расстоянии 100 мкм, рис. 3.35). Поляризация в этой плоскости, оставаясь близкой к азимутальной со сдвигом фаз в диаметрально противоположенных точках, приобретает более сложный характер: выделяется горизонтальная линия с линейной поляризацией. При подходе к дальней зоне (на расстоянии 300 мкм, рис. 3.36) амплитуда светового поля имеет центральный максимум, и поляризация приобретает еще более сложный характер: вблизи горизонтальной и вертикальной осей – поляризация линейная горизонтальная, в четырех углах (квадрантах) – линейная вертикальная. Таким образом, моделирование показало, что микрополяризатор с фазовым сдвигом (рис. 3.33) формирует в ближнем поле пучок с поляризацией близкой к азимутальной и сдвигом фаз в диаметрально противоположенных точка и световое поле с центральным максимумом интенсивности в дальней зоне. Эксперименты подтверждают это.

Изготовление микрополяризатора и формирование азимутальной поляризации со сдвигом фаз

Микрополяризатор на рис. 3.33 был изготовлен по технологии электронной литографии. На поверхность аморфного кремния (130 нм) (a-Si) на прозрачной пирексной подложке, нанесли 320 нм резиста (ПММА), который закрепили при температуре 180 С. Величина толщины резиста (320 нм) была подобрана оптимальным образом. Во избежание формирования заряда на поверхности образца, на него было распылено 15 нм золота. Электронным лучом с напряжением 30 кВ была написана картина 4-секторной решётки-поляризатора на поверхности резиста. Для проявления образца, использовался раствор воды и изопропанола в соотношении 3:7. При этом процессе слой золота был полностью смыт с поверхности ПММА. Трансформирование шаблона решётки-поляризатора с резиста на аморфный кремний было осуществлено с помощью реактивного ионного травления с использованием газов CHF_3 и SF_6 . Толщина резистора была подобрана таким образом, чтобы он смог защитить части картины во время травления 130 нм аморфного кремния. Аспектное отношение скоростей травления материала и маски было найдено 1:2,5. Для проверки правильности работы изготовленного поляризатора линейно-поляризованный свет от лазера с длиной волны 633 нм и поляризатора P_1 (диаметр пучка 1 мм) фокусировался с помощью 40-кратного микрообъектива O_1 на подложку с расположенными на ней микрополяризатором (рис. 3.37).

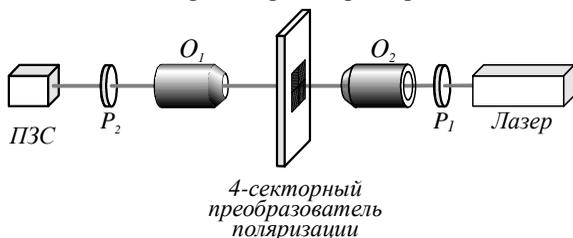


Рис. 3.37 Схема эксперимента: *Laser* – He-Ne лазер, P_1 и P_2 – линейные поляризаторы, O_1 – объектив 40х, O_2 – объектив 10х

Размер пятна на микрополяризаторе контролировался с помощью увеличения расстояния от объектива O_1 до подложки с микрополяризаторами. Несмотря на то, что в таком случае микрополяризатор расположен не в перетяжке пучка, и на элемент падает сферическая волна, результаты, полученные ниже, подтверждают правильность работы микрополяризатора. Объясняется это тем, что направление поляризации при переходе от плоского волнового фронта к сферическому не приобретает составляющей вдоль азимутального угла (появляется толь-

ко продольная составляющая, направленная вдоль оси распространения пучка), а, следовательно, угол между направлением поляризации в плоскости микрополяризатора и направлением рельефа микрополяризатора остаются без изменения. Сама подложка была установлена на подвижной основе, и положение пятна на микрополяризаторе контролировалось путем сдвигов этой основы. Изображение поверхности 4-зонного поляризатора на ПЗС-камере формировалось с помощью 10-кратного микрообъектива O_2 . Для оценки состояния поляризации выходного пучка перед камерой помещался поляризатор (анализатор) P_2 . На рис. 3.38 показан результат эксперимента (направление падающей поляризации вертикальное на рис. 3.38). Выходной поляризатор (анализатор) поворачивался так, чтобы составить углы 0° (рис. 3.38а), -45° (рис. 3.38б), 45° (рис. 3.38в) и 90° (рис. 3.38г) градусов по отношению к входному поляризатору.

На основании рис. 3.38в и 3.38г можно количественно определить эффективность изготовленного микрополяризатора, вычислив в соответствующих квадрантах отношения максимальной энергии к минимальной. В зависимости от квадранта эффективность составляла от 2,1:1 до 2,5:1. Для исследования распределений интенсивности в дальней зоне в схему на рис. 3.37 была добавлена линза L (рис. 3.39) с фокусным расстоянием 24 мм. Результаты эксперимента показаны на рис. 3.40.

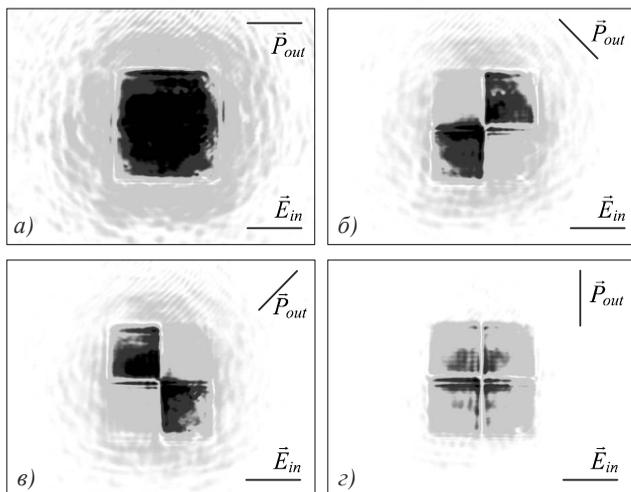


Рис. 3.38 Изображение микрополяризатора (рис. 3.33) в лазерном свете. Перед камерой помещён выходной поляризатор (анализатор), повернутый на угол 0° (а), -45° (б), 45° (в) и 90° (г) к направлению поляризации падающего на пластинку излучения

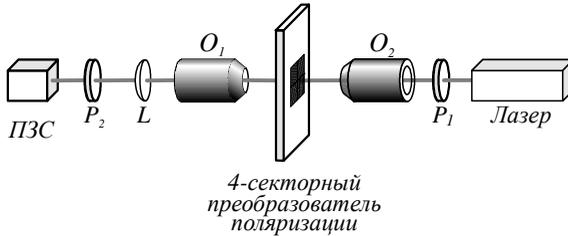


Рис. 3.39 Схема эксперимента: Лазер – He-Ne – лазер, P_1 и P_2 – линейные поляризаторы, O_2 – объектив 40х, O_1 – объектив 10х, L – линза (с фокусным расстоянием 24 мм)

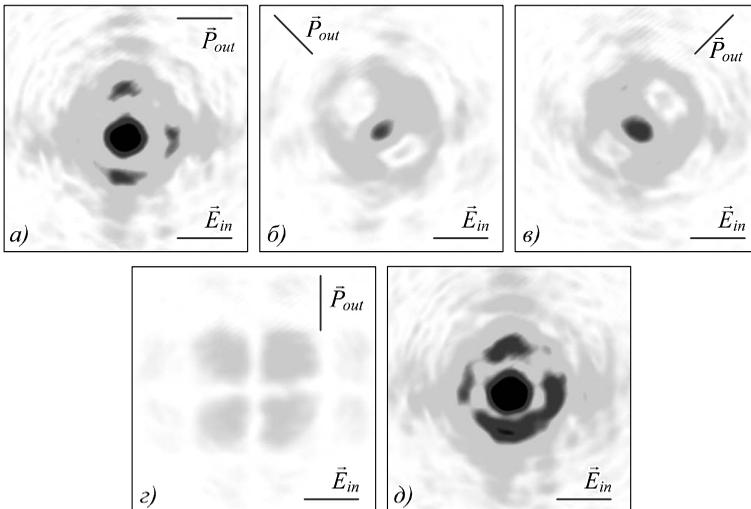


Рис. 3.40 Изображение в дальней зоне лазерного пучка, прошедшего 4-зонный микрополяризатор (рис. 3.33). Перед камерой помещен выходной поляризатор (анализатор), повернутый на угол 0° (а), -45° (б), 45° (в) и 90° (г) к направлению поляризации падающего на пластинку излучения. Размер кадров 2,7 мм × 2,0 мм

На основании рис. 3.40 можно сделать вывод, что 4-зонный микрополяризатор (рис. 3.33) преобразует падающий на него линейно-поляризованный пучок света в азимутально-поляризованный пучок с максимумом интенсивности на оптической оси. Причем центральный лепесток картины дифракции (рис. 3.40а) круглый, а боковой лепесток имеет вид неравномерного кольца, что связано с отсутствием круговой симметрии у микрополяризатора (рис. 3.33). Интересно заметить, что на рис. 3.40в и 3.40г на оптической оси также имеет место максимум интенсивности, но меньший по величине и гораздо меньший по размеру. А на рис. 3.40г видны слабые четыре локальных максимума интенсивности, напоминающие

моду Эрмита-Гаусса (1,1) (сравните с рис. 3.35 ϵ). Кроме того, рис. 3.40 ϵ показывает, что по вертикальной и горизонтальной осям поляризация горизонтальная линейная, а в четырёх квадрантах (в четырёх углах) поляризация – линейная вертикальная, как на рис. 3.36.

В данном параграфе получены следующие результаты [325]. Рассчитан и изготовлен 4-зонный бинарный субволновый пропускающий микропреобразователь поляризации и фазы в плёнке кремния на стекле для видимого диапазона, осуществляющий преобразование линейно-поляризованного излучения в азимутально-поляризованное со сдвигом фазы в диаметрально противоположенных точках на π . Численно с помощью FDTD-метода и экспериментально показано, что изготовленный пропускающий 4-зонный микрополяризатор при освещении его линейно поляризованным светом формирует в дальней зоне дифракции центральное круглое фокусное пятно.

3.5 Субволновая фокусировка лазерного излучения смешанной азимутально-линейной поляризации

В настоящее время растёт интерес исследователей к метаповерхностям – элементам, осуществляющим изменение амплитуды, фазы и поляризации проходящего через них излучения (см., например, обзорные статьи [326, 327]). Частным случаем таких метаповерхностей можно назвать решётки с субволновым периодом [295], с помощью которых можно осуществлять преобразование поляризации проходящего через них света.

Первые субволновые бинарные микрополяризаторы были изготовлены для инфракрасного диапазона [296, 297], где осуществлялось преобразование света круговой поляризации с длиной волны 10,6 мкм в азимутально-поляризованный пучок. Получение радиально-поляризованного светового пучка для субволновой решётки, работающей для длины волны 1064 нм, рассмотрено в работе [66]. Интерферометр для радиально-поляризованного света, созданный на основе субволновой решётки из [66] описан в [328]. В работе [306] концентрическая металлическая решётка используется для преобразования лазерного излучения с длиной волны 633 нм круговой поляризации в радиально-поляризованный свет. А в работе [329] аналогичным методом получен радиально-поляризованный пучок, но для излучения терагерцевого диапазона. Отметим, что полученный в [329] радиально-поляризованный пучок, однако, не являлся в строгом смысле радиально-поляризованным. Хотя направление поляризации было радиальным и распределение интенсивности в перпендикулярном сечении такого пучка имело вид кольца, однако распределение фазы в этом сечении не было одинаковым. Для исправления такой ситуации в [330, 331] был предложен элемент, представляющий собой соединение концентриче-

ской металлической решётки из [306] с голограммой с вилкой. Перечисленные выше работы можно разделить на две группы. В первой группе [296, 297, 306, 329-331] осуществлялось преобразование света круговой поляризации в пучки с цилиндрической симметрией: такие элементы, являющиеся аналогом четвертьволновых пластинок, в технологическом плане изготовить проще – меньше аспектное отношение элементов рельефа решётки. Другая группа – элементы, осуществляющие преобразование линейной поляризации – в радиальную или азимутальную [65, 66, 328]. В данном случае элементы являются аналогом полуволновой пластинки. Ранее нами уже исследовались 4-секторные субволновые решётки (4-СПП) для преобразования поляризации падающего на них излучения. В работе [304] отражающий 4-СПП осуществлял преобразование линейно-поляризованного света в радиально-поляризованный пучок, который затем использовался для фокусировки света в субволновую область с размерами по полуспаду интенсивности равными $0,40\lambda$ и $0,50\lambda$. В работе [332] аналогично был предложен отражающий азимутальный преобразователь поляризации, а в работе [325] – азимутальный преобразователь поляризации, который работал на пропускание. Данная работа является продолжением работы [325] – пучок, полученный ранее с помощью 4-СПП, будет применён для задач острой фокусировки лазерного излучения.

В данном параграфе рассматривается четырёхсекторный пропускающий преобразователь поляризации, с помощью которого можно получить азимутально-поляризованный пучок из линейно-поляризованного. При этом в полученном азимутально-поляризованном пучке есть разность фаз π в диаметрально противоположных точках пучка. Было показано, что поместив непосредственно за 4-СПП зонную пластинку Френеля с фокусным расстоянием 532 нм, можно сфокусировать свет в субволновое фокусное пятно с размерами по полуспаду интенсивности меньше дифракционного предела ($\text{FWHM}_x = 0,28\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,45\lambda$). Если же после прохождения 4-СПП свет сначала распространяется в свободном пространстве на расстояние 300 мкм и только потом фокусируется ЗП, то размер фокусного пятна составляет $\text{FWHM}_x = 0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,81\lambda$ (размер пятна, сформированного только поперечной составляющей интенсивности $\text{FWHM}_x = 0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,59\lambda$). Последний численный результат был проверен экспериментально, полученные размеры пятна $\text{FWHM} = 0,46\lambda$ и $\text{FWHM} = 0,57\lambda$.

Моделирование в дальней зоне от поляризатора

На первом этапе исследования нами численно моделировалась фокусировка зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием $f = 532$ нм лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 633$ нм, прошедшего через 4-

секторный преобразователь поляризации. ЗП Френеля была выбрана нами в качестве фокусирующего элемента по той причине, что при условии равенства числовых апертур она обеспечивает меньший диаметр фокусного пятна по сравнению с апланатическим объективом [7]. Моделирование осуществлялось методом FDTD, реализованным в программе FullWave. Параметры моделируемой ЗП (рис. 3.41) соответствовали реальной ЗП, используемой далее в эксперименте. Глубина рельефа ЗП была равна 510 нм, а диаметр – 14 мкм. ЗП имела 12 колец и центральный диск и была изготовлена из резиста с показателем преломления 1,52. Шаг моделирования в методе FDTD был равен 0,02 мкм.

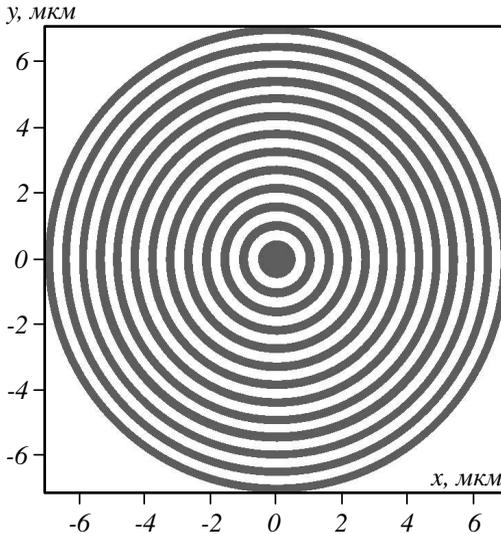


Рис. 3.41 Вид моделируемой ЗП в окне программы FullWave

В качестве пучка, освещающего ЗП, использовалось распределение комплексной амплитуды, полученное ранее для подготовки статьи [325] и показанное на рис. 3.42. Размер изображения составляет 10×10 мкм.

На рис. 3.43-3.45 показаны результаты моделирования. Фокусное пятно имело эллиптическую форму с размерами по полуспаду интенсивности $\text{FWHM}_x = 0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,81\lambda$. При этом больший диаметр пятна только поперечной составляющей интенсивности составляет $0,59\lambda$ (пунктирная кривая на рис. 3.45а).

Эксперимент

Экспериментально исследовалась фокусировка зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием $f = 532$ нм лазерного излучения с

длиной волны $\lambda = 633$ нм прошедшего через 4-секторный преобразователь поляризации.

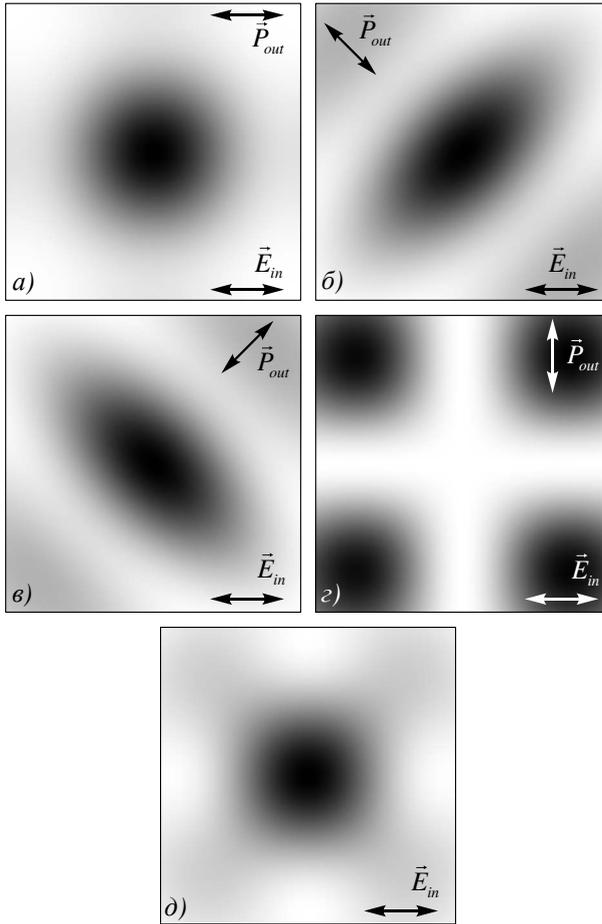


Рис. 3.42 Распределение интенсивности (негатив) в пучке, прошедшем через поляризатор на расстоянии 300 мкм от поверхности поляризатора. Анализатор повернут на угол 0° (а), -45° (б), 45° (в) и 90° (г) к направлению поляризации

На рис. 3.46 показана схема проведенных измерений. В данном эксперименте линейно-поляризованное лазерное излучение от гелий-неонового лазера с длиной волны 633 нм попадало через волоконно-оптическую транспортную систему на подложку с расположенными на ней 4-СПП.

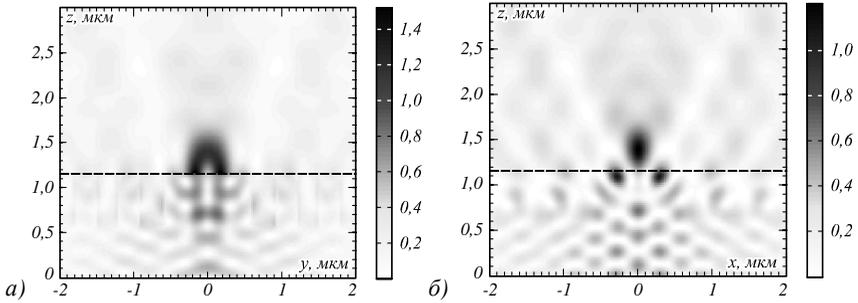


Рис. 3.43 Распределение интенсивности (негатив) в вычисляемой области в плоскости (а) YZ и (б) XZ. Чёрной пунктирной линией показана граница рельефа ЗП

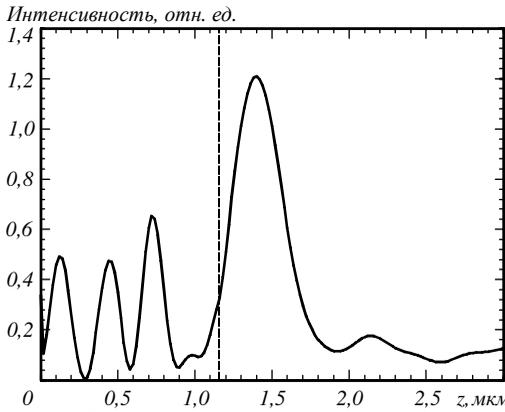


Рис. 3.44 Распределение интенсивности вдоль оси z. Чёрной пунктирной линией показана граница рельефа ЗП

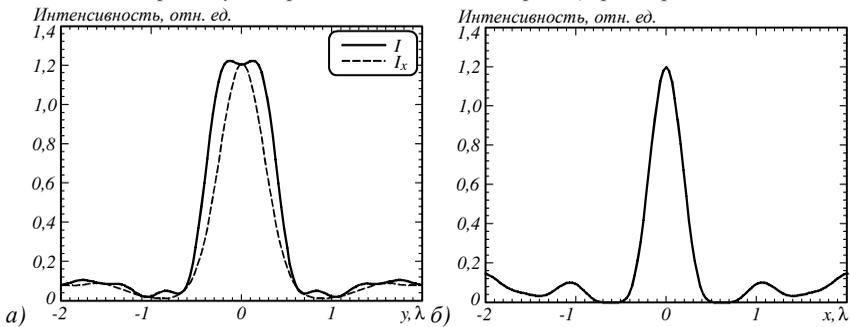


Рис. 3.45 Распределение интенсивности в фокусе вдоль осей (а) y и (б) x. Непрерывная кривая – суммарная интенсивность, пунктирная кривая – поперечная составляющая интенсивности

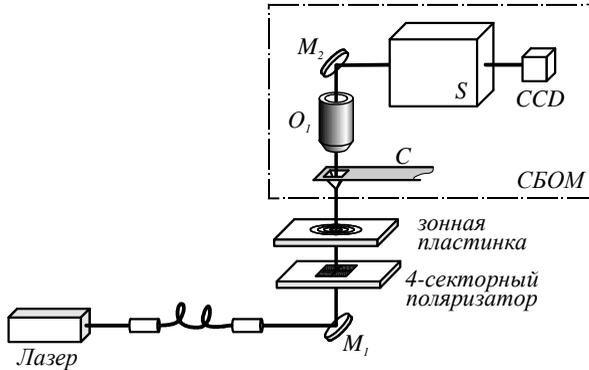


Рис. 3.46 Схема проводимого эксперимента. M_1, M_2 – зеркала, O_1 – $100\times$ объектив, C – кантилевер, S – спектрометр, CCD – камера

Центральная часть изготовленного 4-секторного поляризатора показана на рис. 3.47.

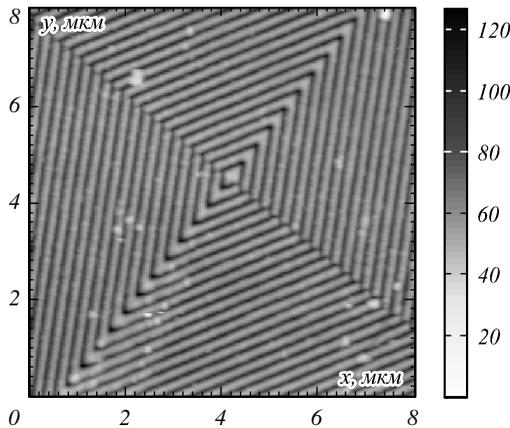


Рис. 3.47 АСМ изображение центральной части 4-секторного пропускающего поляризатора. Шкала показывает глубину рельефа в нм

Подложка с 4-СПП была жёстко закреплена с другой подложкой, на которой располагались зонные пластинки Френеля. На рис. 3.48 показано изображение ЗП на фоне 4-секторного поляризатора.

Положение пятна и его размеры на зонной пластинке контролировались путем смещений зеркала M_1 . Прошедшее через 4-СПП излучение фокусировалось зонной пластинкой, а распределение интенсивности в фокусе измерялось сканирующим ближнепольным оптическим микроскопом Интегра Спектра (выделен штриховой линией на рис. 3.46) с помощью четырёхгранного пирамидального кантилевера C .

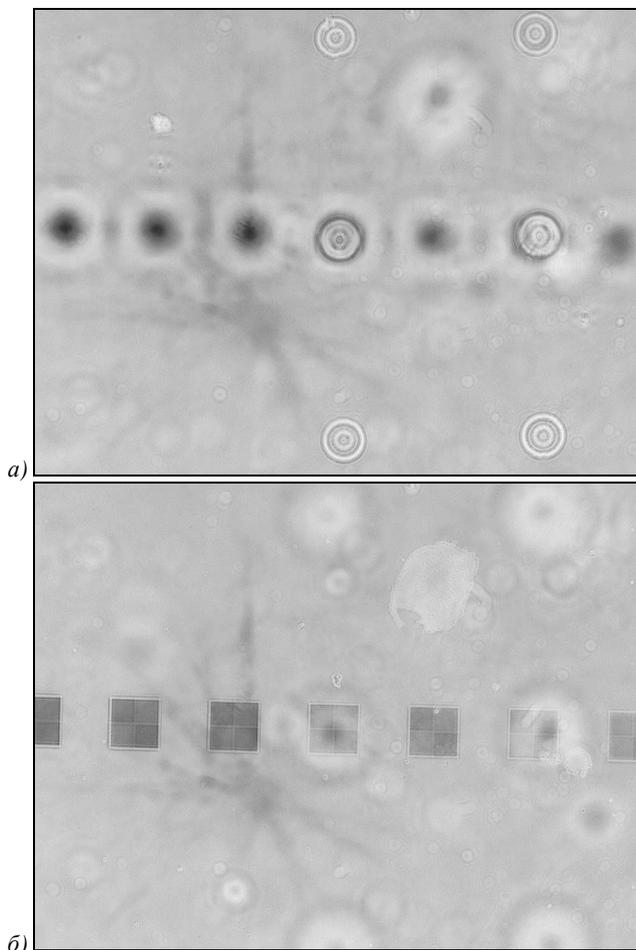


Рис. 3.48 Изображение (а) ЗП на фоне 4-СПП и (б) 4-СПП на фоне ЗП в оптическом микроскопе с 10-кратным увеличением.

Чтобы удостовериться, что свет действительно проходит через 4-секторный преобразователь поляризации можно поместить обычный поляризатор после объектива O_1 .

На рис. 3.49 показано изображение прошедшего пучка при различных положениях поляризатора. Изображения повторяют полученные ранее в [325].

Сравнивая рис. 3.42 и 3.49 можно увидеть сходство между ними, что доказывает, что лазерное излучение, перед тем как попасть на ЗП, проходит через 4-СПП. Измерения на сканирующем ближнепольном оптическом

микроскопе показали, что на расстоянии 200-250 нм от поверхности ЗП формируется фокусное пятно, а его размеры по полуспаду интенсивности составляли $0,46\lambda$ и $0,57\lambda$ (рис. 3.50).

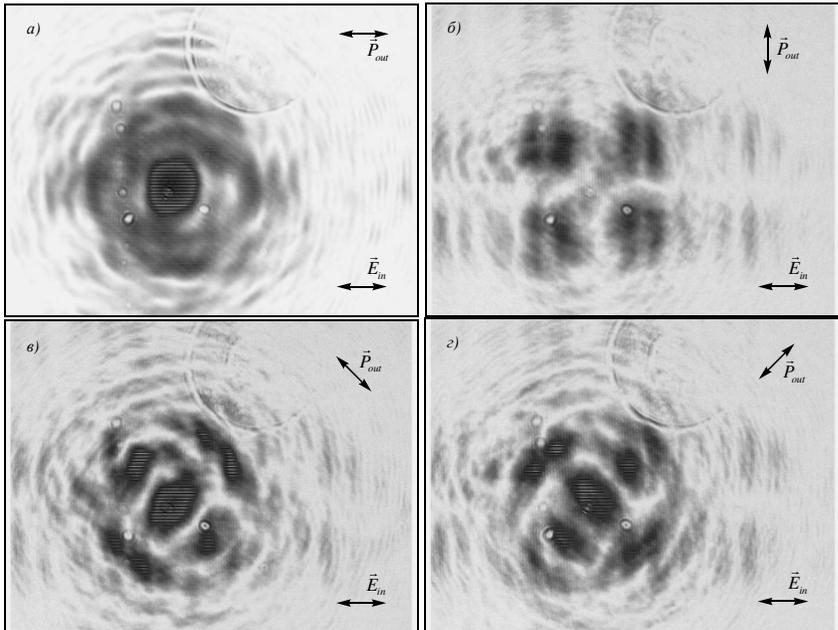


Рис. 3.49. Изображения прошедшего пучка при различных положениях поляризатора: 0° (а), 90° (б), -45° (в) и 45° (г).

Ранее в численном моделировании было показано, что размеры пятна, формируемого поперечной составляющей напряженности электрического поля были равны $\text{FWHM} = 0,42\lambda$ и $\text{FWHM} = 0,59\lambda$ (рис. 3.45).

Моделирование в ближней зоне поляризатора

Численно моделировалась фокусировка зонной пластинкой Френеля с фокусным расстоянием $f = 532$ нм лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 633$ нм прошедшего через 4-секторный преобразователь поляризации. При этом считалось, что 4-СПП располагалась непосредственно перед рельефом ЗП. Параметры ЗП (рис. 3.41), как и в первом моделировании, соответствовали реальной ЗП, используемой в эксперименте. Шаг моделирования в методе FDTD был равен 0,02 мкм. В качестве освещающего ЗП пучка использовалось распределение комплексной амплитуды, полученное ранее для подготовки статьи [325] и показанное на рис. 3.51.

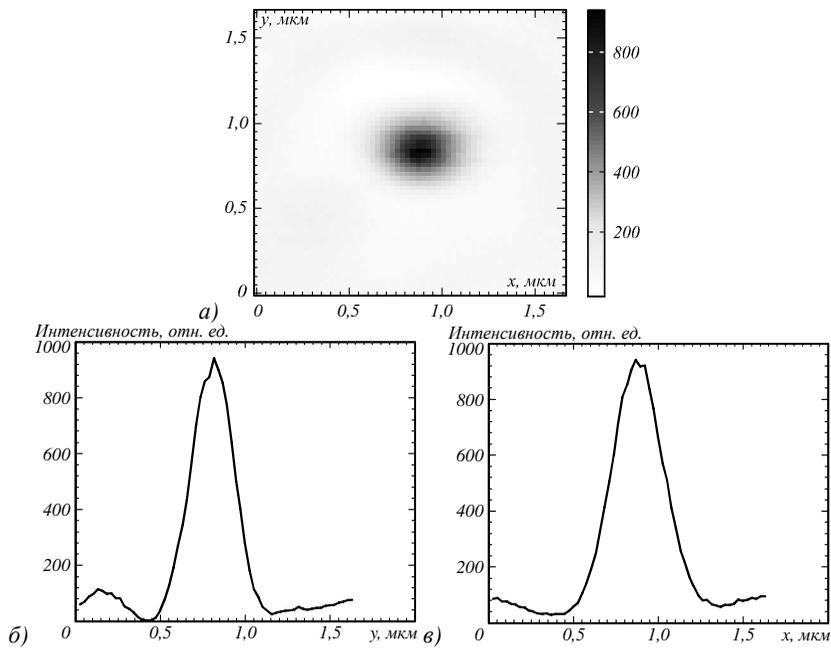


Рис. 3.50 Распределение интенсивности в фокусе измеренное на сканирующем ближнепольном микроскопе.

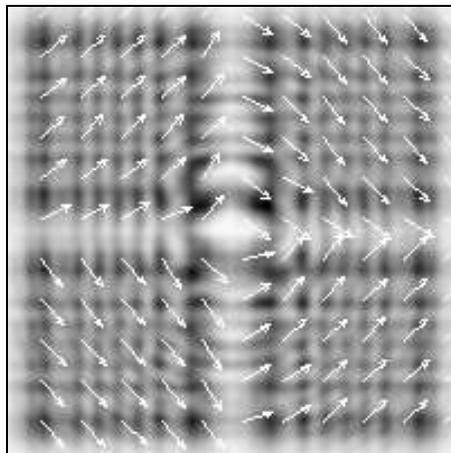


Рис. 3.51 Распределение интенсивности (негатив) и направление поляризации в пучке, прошедшем через поляризатор на расстоянии 5,1 мкм от поверхности поляризатора.

На рис. 3.52-3.54 показаны результаты моделирования.

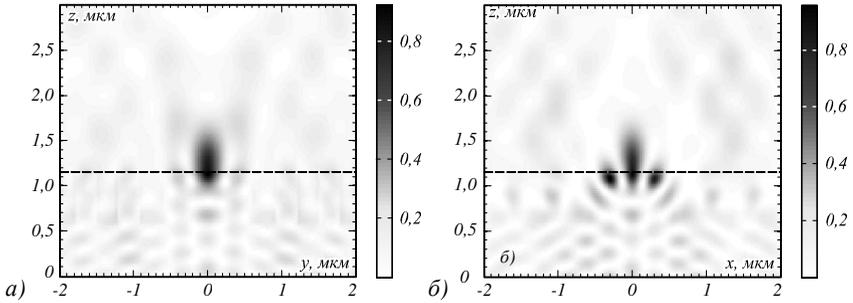


Рис. 3.52 Распределение интенсивности (негатив) в центральной части вычисляемой области в плоскости (а) YZ и (б) XZ . Пунктирной линией показана граница рельефа ЗП

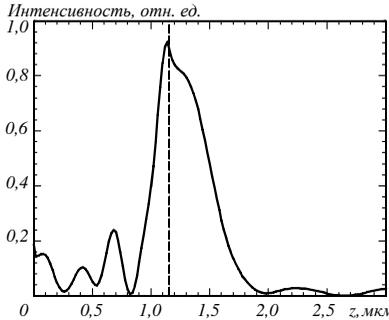


Рис. 3.53 Распределение интенсивности вдоль оси z . Чёрной пунктирной линией показана граница рельефа ЗП

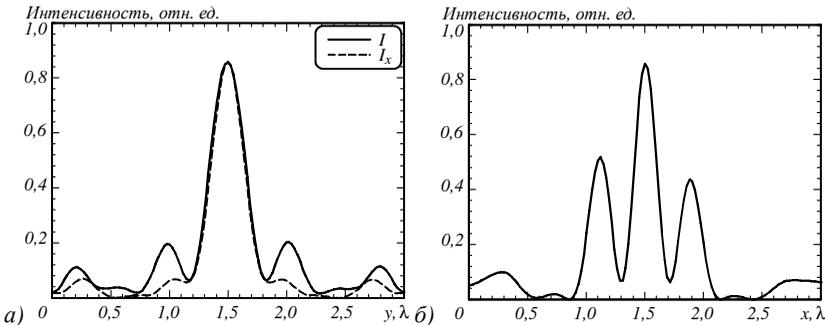


Рис. 3.54 Распределение интенсивности на расстоянии 40 нм от поверхности ЗП вдоль осей (а) y и (б) x . Непрерывная кривая – суммарная интенсивность, пунктирная кривая – поперечная составляющая интенсивности

Из рисунка 3.52 видно, что непосредственно за поверхностью ЗП формируется область повышенной интенсивности (фокус). Фокусное пятно имеет эллиптическую форму с размерами по полуспаду интенсивности $\text{FWHM}_x = 0,28\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,45\lambda$ на расстоянии 40 нм от поверхности. При этом больший диаметр пятна только поперечной составляющей интенсивности составляет $0,42\lambda$ (пунктирная кривая на рис. 3.54а), т.е. уширение пятна за счет продольной составляющей интенсивности невелико. При увеличении расстояния от поверхности ЗП пятно увеличивается в размерах, становясь более круглым: на расстоянии 200 нм от поверхности его размеры равны $\text{FWHM}_x = 0,37\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,48\lambda$ (рис. 3.55).

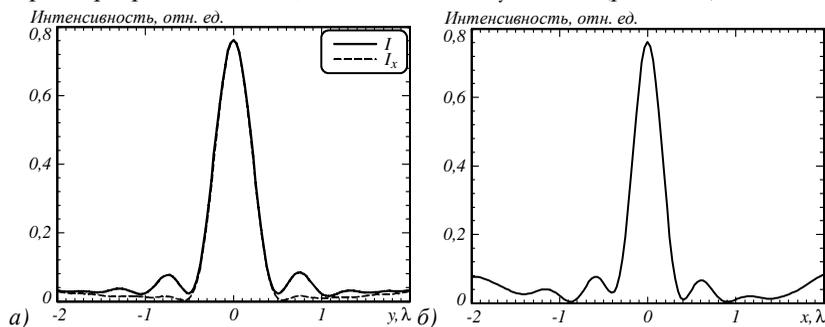


Рис. 3.55 Распределение интенсивности на расстоянии 200 нм от поверхности ЗП вдоль осей (а) y и (б) x . Непрерывная кривая – суммарная интенсивность, пунктирная кривая – поперечная составляющая интенсивности

Из рис. 3.42 видно, что центральная часть пучка, прошедшего 4-СПП фактически полностью линейно-поляризована вдоль оси y (рис. 3.42д), в то время как непосредственно на выходе 4-СПП (рис. 3.51) наблюдается именно азимутально-поляризованный пучок. Как следствие, при увеличении расстояния от 4-СПП до ЗП до 300 мкм размеры фокусного пятна увеличиваются с $\text{FWHM}_x = 0,28\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,45\lambda$ до $\text{FWHM}_x = 0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,81\lambda$.

Отметим, что в эксперименте поместить 4-СПП непосредственно перед ЗП Френеля невозможно, так как последняя изготавливается на подложке, имеющей ширину в сотни микрометров. Однако можно пойти другим путем – получить изображение 4-СПП в лазерном свете перед рельефом ЗП Френеля. Направление поляризации в изображении будет совпадать с направлением поляризации на выходе из 4-СПП (рис. 3.51). Таким образом можно будет экспериментально подтвердить полученные выше численные результаты. Это и является дальнейшим направлением нашего исследования.

В данном параграфе исследован пропускающий 4-секторный преобразователь поляризации, преобразующий линейно-поляризованный пучок в

азимутально-поляризованный пучок с фазовым сдвигом π в диаметрально противоположных точках пучка, применительно к задачам острой фокусировки света. Были получены следующие результаты [333, 334]. Численно с помощью метода FDTD было показано, что освещая зонную пластинку Френеля пучком, прошедшим 4-СПП можно получить субволновое фокусное пятно с размерами меньше дифракционного предела $\text{FWHM}_x = 0,28\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,45\lambda$. В случае если после прохождения 4-СПП пучок сначала распространялся в свободном пространстве на расстояние 300 мкм и только потом фокусировался ЗП то размеры фокусного пятна были равны $\text{FWHM}_x = 0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,81\lambda$ (размер пятна, сформированного поперечной составляющей напряженности электрического поля, составляет $\text{FWHM}_x = 0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,59\lambda$). Последний численный результат был проверен экспериментально с помощью сканирующего ближнепольного микроскопа. Экспериментально полученные размеры фокусного пятна были равны $\text{FWHM}_x = 0,46\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,57\lambda$.

3.6 Моделирование поляризационной микролинзы, фокусирующей свет с линейной поляризацией в круглое субволновое пятно

В последние годы в оптике изучаются плоские бинарные компоненты микрооптики толщиной меньше длины волны, состоящие из набора субволновых элементов (столбиков, щелей, отрезков, решеток) из металла или полупроводника, которые одновременно могут менять поляризацию, амплитуду и фазу падающего лазерного излучения. Такие компоненты фотоники называются компонентами с метаповерхностью (КМП). Обзор по ним можно найти в [326]. С помощью КМП можно сформировать оптические вихри [335]; пилообразные решетки, отражающие 80% света в заданный угол в широком диапазоне в ближней ИК области спектра [336]; сфокусировать свет в кольцо [337] или в поперечный отрезок [338]. Особенно интересным является применение КМП в качестве супертонких микролинз [126, 318, 339-343]. В Таблице 3.3 для более наглядного сравнения приведены параметры металлинз и характеристики фокусных пятен, полученных в [126, 318, 339-343]. Заметим, что все пропускающие линзы из Таблицы 3.3 реализованы экспериментально.

Из Таблицы 3.3 видно, что 4 из 5 линз реализованы для ИК диапазона. Линзы на основе металлических нанополостей [318, 341, 342] имеют меньшую эффективность, чем линзы из аморфного кремния [126, 339, 340, 343]. Наилучшими характеристиками обладает металлинза из кремниевых столбиков диаметром 200 нм и высотой около 1 мкм [339] (вторая строка Таблицы 3.3). С помощью такой линзы получено минимальное круглое фокусное пятно с диаметром 0,57 λ с эффективностью около 40%. Поляризация падающего света линейная.

Таблица 3.3 Сравнение параметров известных плоских микролинз с метаповерхностью

Ссылка	Размер фокуса, λ	Эффективность, %	Поляризация	Длина волны (нм)	Толщина линзы, λ	Материал линзы
Nano Lett, 12, 4932 (2012) [318]	33	1	линейная	1550	0,038	V-антенны из золота
Nat Commun, 6, 7069 (2015) [339], [340]	0,57	42	любая	1550	0,65	Столбики из кремния
Light Sci Appl, 2, e72 (2013) [341], [342]	0,93	10	линейная	676	0,044	Нано-антенны из золота
Science, 345, 298 (2014) [343]	1,2	45	круговая	550	0,18	Решетки в аморфном кремнии
IEEE Phot Tech Lett, 26, 1375 (2014) [126]	10	70	любая	850	0,56	Столбики из кремния

Ее недостатками является высокое аспектное отношение (5:1), которое требуется обеспечить для качественного изготовления кремниевых столбиков. Наиболее близкой металлинзой к рассматриваемой в данной работе является металлинза из работы [343] (четвертая строка Таблицы 3.3). В [343] была изготовлена бинарная микролинза в пленке аморфного кремния с фокусным расстоянием 100 мкм (числовая апертура $NA=0,43$) для длины волны 550 нм. Падающий на линзу лазерный свет с правой круговой поляризацией преобразовывался в пучок с левой круговой поляризацией и фокусировался в круглое фокусное пятно с диаметром 670 нм. В [343] линза рассчитывалась на основе фазы Панхаратнама-Берри и работает только при падении на нее света с круговой поляризацией. Это является недостатком метода, так как для формирования круговой поляризации нужен дополнительный элемент - четвертьволновая пластинка. Кроме того, у металлинзы из [343] невысокая числовая апертура.

В данном параграфе предложен другой метод расчета бинарных супертонких металлинз для субволновой фокусировки линейно поляризованного лазерного света в круглое пятно с диаметром меньше дифракционного

предела. Метод заключается в том, что в каждой кольцевой зоне бинарной зонной пластинки Френеля помещаются бинарные субволновые дифракционные решетки (достаточно четырех) преобразующие линейную поляризацию падающего света в радиальную. Например, если в какой-то зоне линзы Френеля направления поляризации прошедшего света определяются углами $+45$, $+135$, -135 и -45 градусов, то в соседней зоне решетки должны формировать прошедшее излучение с поляризацией, определяемой углами -135 , -45 , 45 и 135 . Такое расположение решеток в зонах линзы Френеля обеспечивает задержку по фазе между соседними зонами на π . Для уменьшения высоты рельефа субволновых решеток выбирается материал с высоким показателем преломления, в данном случае, аморфный кремний. Пленка аморфного кремния толщиной от 50 нм до 120 нм на подложке из плавленного кварца должна быть протравлена до подложки, чтобы свет проходил через кремний только в местах, где располагаются выпуклые части дифракционных решеток. Моделирование работы предложенной металлической осуществлялось с помощью FDTD-метода и программы Fullwave.

Расчет и моделирование оптического элемента с метаповерхностью для острой фокусировки света

Известно [126, 138], что острая фокусировка лазерного света с линейной поляризацией с помощью компонент микрооптики (бинарного аксикона [126] или бинарной зонной пластинки [138]) приводит к формированию эллиптического субволнового фокусного пятна. Для наглядности на рис. 3.56а показана схема колец микрорельефа бинарной зонной пластинки (ЗП) из стекла (показатель преломления $n=1,5$) с фокусным расстоянием ($f=200$ нм), меньшим длины волны ($\lambda=532$ нм) и глубиной рельефа ($h=0,9\mu\text{км}$). Если такую ЗП осветить гауссовым лазерным пучком с линейной поляризацией и радиусом перетяжки $w=4\lambda$, то за пластинкой на расстоянии $z=200$ нм сформируется эллиптическое (в виде «гантели») фокусное пятно, вытянутое вдоль направления поляризации (рис. 3.56б). Размеры этого фокусного пятна по полуспаду интенсивности, рассчитанные с помощью FDTD-метода и программы Fullwave, равны $\text{FWHM}_x=0,85\lambda$ и $\text{FWHM}_y=0,37\lambda$. По одной из координат фокусное пятно имеет размер меньше, чем дифракционный предел ($\text{FWHM}=0,51\lambda$), и поэтому названо субволновым.

Известно также, что преобразовав лазерный пучок с линейной поляризацией в пучок с радиальной поляризацией, можно получить круглое фокусное субволновое пятно [6]. Например, в [300] рассчитан 4х зонный микрополяризатор из субволновых решеток в пленке золота, который преобразует падающий на его поверхность лазерный свет с линейной поляризацией в радиально поляризованный свет.

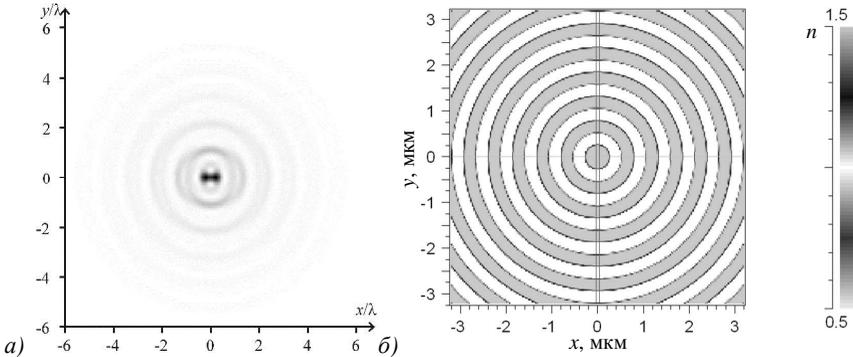


Рис. 3.56 Схема колец бинарной зонной пластинки (а), которая использовалась для расчета острой фокусировки гауссова пучка с линейной поляризацией; распределение интенсивности в фокусе (на расстоянии 200 нм) (б)

На рис. 3.57а показана схем 4х зонного микрополяризатора, состоящего из четырех бинарных субволновых решеток (период $T=460$ нм, длина волны $\lambda=633$ нм, глубина $h=110$ нм) в пленке золота ($n=0,312 + i3,17$).

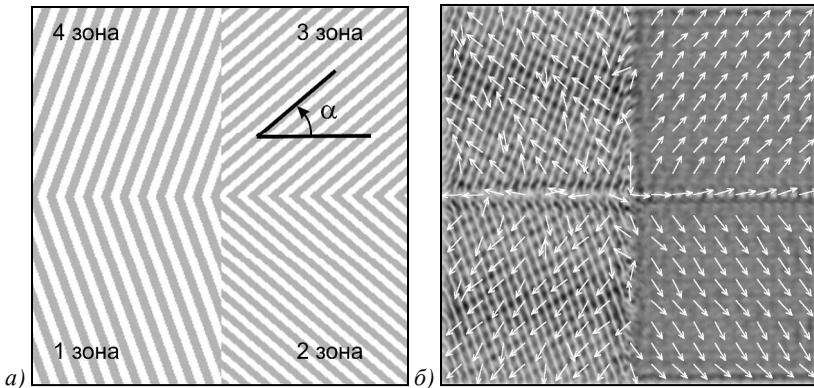


Рис. 3.57. Схема 4х зонного микрополяризатора из четырех субволновых бинарных дифракционных решеток с периодом 460 нм (для длины волны 633 нм) в пленке золота (а) и распределение отраженного света вблизи микрополяризатора (б); стрелками показано направление поляризации в каждой зоне

На рис. 3.57б показано распределение интенсивности света, отраженного от микрополяризатора вблизи поверхности. Стрелками показано направление поляризации в каждой зоне. Световое поле было также рассчитано с помощью FDTD-метода и программы Fullwave. Оказывается, четырех зон достаточно, чтобы сформировать световое поле с почти радиальной поляризацией [6, 300], и получить, с помощью такого светово-

го поля, острую субволновую фокусировку света [6, 304]. Заметим, что четырёхзонный пропускающий микрополяризатор может быть реализован в пленке аморфного кремния на прозрачной подложке [325]. При этом период решеток был равен $T=230$ нм и глубина рельефа $h=130$ нм ($\lambda=633$ нм). При расчете показатель преломления кремния выбирался равным $n=3,87-i0,016$.

Однако, фокусировка света с помощью двух разных элементов (отражающего или пропускающего преобразователя поляризации и зонной пластинки) приводит к необходимости высокоточной юстировки оптической схемы и потерям энергии при отражении от дополнительных поверхностей. Поэтому актуальным является расчет компонента микрооптики, который бы одновременно и преобразовывал поляризацию лазерного света и осуществлял острую фокусировку. Такой бинарный субволновый оптический элемент можно создать, объединяя вместе два уже рассмотренных элемента: зонную пластинку или аксикон (рис. 3.56а) и 4х зонный микрополяризатор (рис. 3.57а). Проблема состоит в том, чтобы при переходе от одной кольцевой зоны к соседней зоне поляризация меняла направление на противоположное, то есть, чтобы реализовывался скачок фазы на π . Поэтому в соседних кольцах ЗП размещаются решетки из противоположенных зон (рис. 3.57а): 1 и 3, или 2 и 4. На рис. 3.58 показана схема поляризационной микролинзы (ПМЛ), которая объединяет в себе свойства и микрополяризатора (рис. 3.57а) и зонной пластинки с высокой числовой апертурой (близка к аксикону на рис. 3.56а).

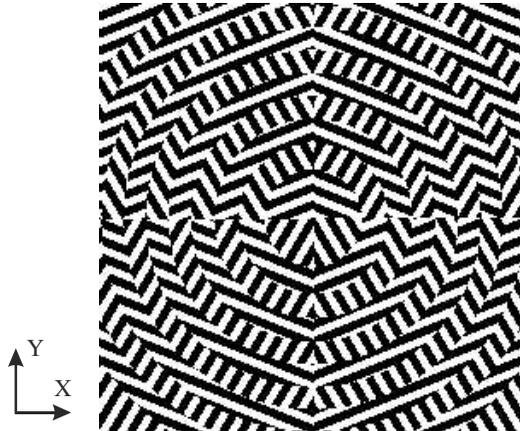


Рис. 3.58 Схема штрихов пропускающего бинарного субволнового компонента нанофотоники - ПМЛ или паркетной линзы, одновременно преобразующей линейную поляризацию в радиальную и фокусирующей свет

Для моделирования работы ПМЛ были выбраны следующие параметры: длина волны $\lambda=633$ нм, фокусное расстояние $f=633$ нм ($NA=1$), высота рельефа расчетная $h=0,24$ мкм, размер пиксела 22 нм, период решеток 220 нм, канавка у дифракционной решетки 110 нм (5 пикселей), и ступенька - шириной 110 нм (5 пикселей); все поле 5×5 мкм (рис. 3.58), уточнённый показатель преломления аморфного кремния $n=4,35 + i0,486$; подложка из стекла ($n=1,5$); сетка отсчетов в FDTD-методе $\lambda/30$ по всем трем координатам.

На рис. 3.59 показаны зависимости размеров фокусного пятна по декартовым осям и интенсивности на оптической оси от расстояния до ПМЛ.

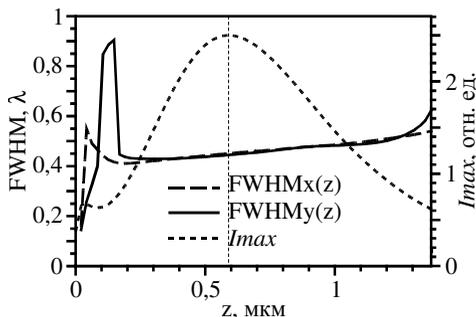


Рис. 3.59 $FWHM_x$ (пунктирный график) – зависимость ширины по полуспаду интенсивности вдоль оси x фокусного пятна, полученного в плоскости наблюдения на расстоянии z от верхней границы микрорельефа, $FWHM_y$ (непрерывный график) – аналогично, вдоль оси y . $Imax$ (короткий пунктир) – зависимость интенсивности на оптической оси от расстояния z . Высота рельефа ПМЛ – 70 нм

Высота рельефа ПМЛ из аморфного кремния равна 70 нм. То есть пленка кремния имеет толщину 70 нм и протравлена также на толщину 70 нм до подложки. Поляризация падающего света (плоская волна диаметром равная ПМЛ) направлена по оси y . Заметим, что, в развитии здесь подходе к расчету оптических элементов, высота рельефа несущественно влияет на работоспособность элемента. Такой элемент (рис. 3.58) при любой высоте рельефа (из некоторого диапазона высот) будет фокусировать свет в субволновый фокус за счет преобразования поляризации из линейной в радиальную. От высоты рельефа зависит только энергетическая эффективность элемента. На ПМЛ падает плоская волна с линейной поляризацией и единичной амплитудой. На рис. 3.60 показаны зависимости размеров фокусного пятна по декартовым осям от расстояния до ПМЛ для двух разных элементов с высотой рельефа 60 нм (а) и 90 нм (б). Из рисунков 3.59 и 3.60 видно, что фокусное пятно субволновое (меньше дифракционного предела) и почти круглое (разность диаметров по двум осям меньше 2%) на отрезке расстояния от 200 нм до 1,3 мкм.

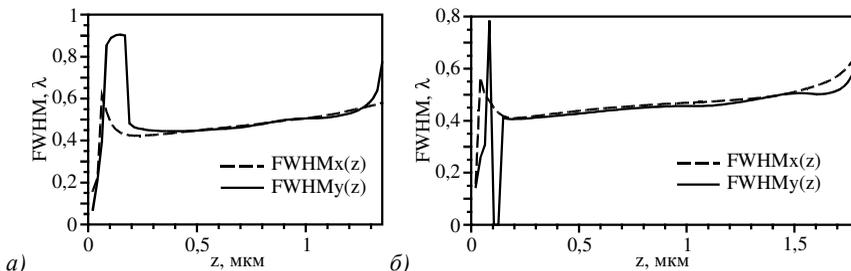


Рис. 3.60 Зависимость размеров фокусного пятна по осям x (пунктирный график) и y (непрерывный график) от расстояния до ПМЛ (рис. 3.58) при разной глубине рельефа субволновых решеток: 60 нм (а) и 90 нм (б). Поляризация падающего света направлена по оси y

Для ПМЛ с глубиной рельефа 70 нм (рис. 3.59) фокусное пятно на расстоянии $z=391$ нм имело размеры $\text{FWHM}_x=0,434\lambda$, $\text{FWHM}_y=0,432\lambda$. На рис. 3.61 показаны распределение интенсивности электрического поля на расстоянии $z=391$ нм от ПМЛ в полутонах (рис. 3.61а) и два сечения интенсивности по осям x и y , проходящих через фокус (рис. 3.61б).

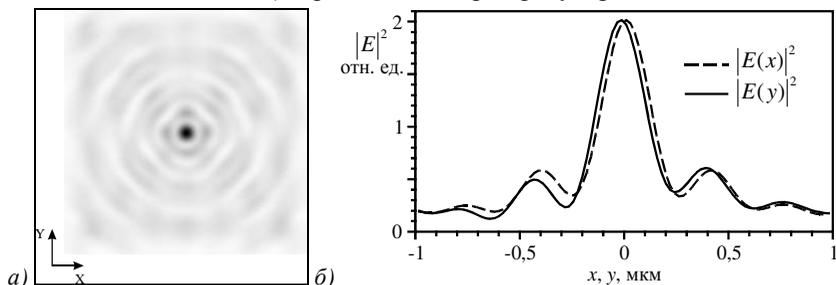


Рис. 3.61 Распределение интенсивности $|E|^2$ (негатив) на расстоянии $z=0,391$ мкм. Пунктирная линия – вдоль оси x , непрерывная линия – вдоль оси y

На рис. 3.62 показан еще один график зависимости размеров фокусного пятна от расстояния до ПМЛ, аналогичный графикам на рис. 3.59 и 3.60, и отличающийся только тем, что глубина рельефа элемента (рис. 3.58) $h=120$ нм. Он отличается от аналогичных графиков, приведенных выше, тем, что размер фокусного пятна вдоль оси поляризации падающего света (ось y) почти всегда меньше, чем размер по оси x . И только в двух точках эти размеры почти совпадают.

На рис. 3.63 показаны распределение интенсивности электрического поля в полутонах на расстоянии $z=181$ нм от ПМЛ (рис. 3.58) с глубиной рельефа $h=120$ нм (рис. 3.63а) и два сечения интенсивности по осям x и y , проходящим через фокус (рис. 3.63б).

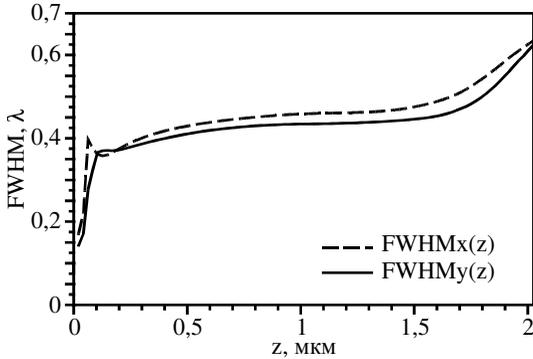


Рис. 3.62 Зависимость размеров фокусного пятна по осям x (пунктирная линия) и y (сплошная линия) от расстояния до ПМЛ (рис. 3.58) при глубине рельефа субволновых решеток 120 нм. Поляризация падающего света направлена по оси y

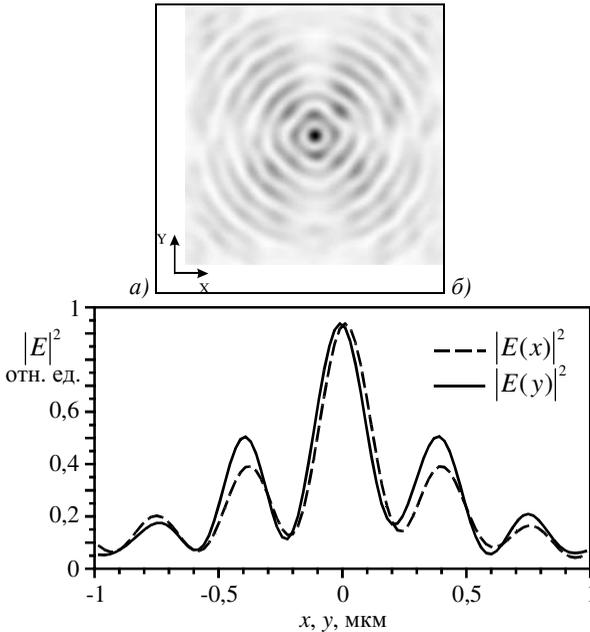


Рис. 3.63 Распределение интенсивности $|E|^2$ на расстоянии $z=0,181$ мкм. Пунктирная линия - вдоль x , сплошная линия - вдоль y . Глубина рельефа ПМЛ $h=120$ нм

Размеры фокусного пятна на рис. 3.63 по осям равны $FWHM_x=0,376\lambda$, $FWHM_y=0,372\lambda$. Несмотря на то, что фокусное пятно на рис. 3.63 имеет наименьший размер из рассмотренных, и оно наиболее круглое, из рас-

смотренных, вокруг него имеют место боковые лепестки, достигающие 50% от максимума. На рис. 3.61 боковые лепестки достигают только 20% от максимума интенсивности. Поэтому и величина максимальной интенсивности в фокусе на рис. 3.61 почти в 2 раза больше, чем на рис. 3.63.

Энергетические характеристики фокусировки света рассматриваемой металлинзы приведены на рис. 3.64.

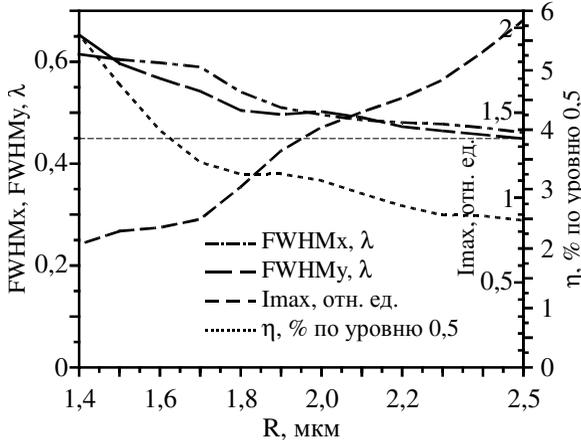


Рис. 3.64 Зависимость от радиуса апертуры падающей плоской волны на металлинзу: размер по полуспаду интенсивности фокусного пятна по осям x ($FWHM_x$) и y ($FWHM_y$), интенсивности излучения в фокусе I_{max} и эффективности фокусировки света η , рассчитанной по уровню 0,5 от максимума фокусного пятна

Эффективность фокусировки света зависит от диаметра падающего пучка. Моделирование проводилось с падающей плоской волной, ограниченной круглой апертурой радиуса R , для высоте рельефа линзы $h=70$ нм. Чем меньше апертура пучка, тем выше эффективность, но тем хуже работает линза из-за меньшей числовой апертуры, и как следствие, шире диаметр фокусного пятна по полуспаду интенсивности. Например, уменьшая радиус апертуры до $R=1,4$ мкм можно получить эффективность фокусировки света $\eta=5,6\%$, однако ширина FWHM составит по осям x и y соответственно $0,61\lambda$ и $0,65\lambda$. При максимальном рассмотренном радиусе апертуры $R=2,5$ мкм эффективность составит всего $2,5\%$. Увеличение апертуры приводит к увеличению максимума интенсивности в центре фокусного пятна.

Таким образом, если сравнить рассмотренную ПМЛ с линзами из Таблицы 3.3, то она будет уступать четырем из пяти линз по эффективности, но будет превосходить все линзы из Таблицы 3.3 по формированию минимального фокусного пятна.

Изготовление металлинзы и измерение рельефа поверхности

Металлинза была изготовлена по технологии электронной литографии (рис. 3.65). На пленку аморфного кремния (130 нм) (a-Si), напыленную на прозрачную пирексную подложку (показатель преломления 1,47), был нанесен слой 320 нм резиста ПММА, который был закреплен при температуре 180 °С. Величина толщины резиста (320 нм) была подобрана оптимальным образом. Во избежание формирования заряда на поверхности образца, на него было распылено 15 нм золота. Электронным лучом с напряжением 30 кВ бинарный шаблон был перенесен на поверхность резиста. Для проявления образца использовался раствор воды и изопропанола в соотношении 3:7. При этом процессе слой золота был полностью смыт с поверхности ПММА.

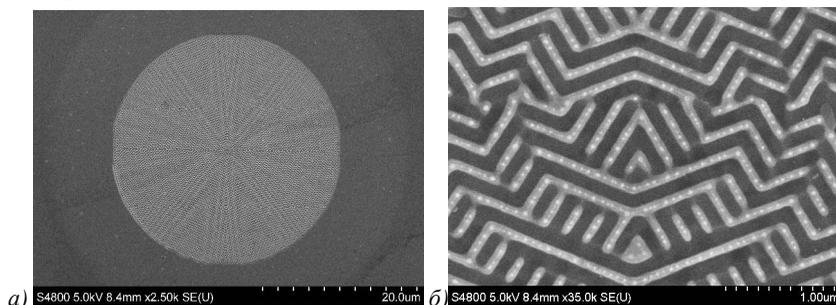


Рис. 3.65 Изображение в электронном микроскопе металлинзы в пленке аморфного кремния диаметром 30 мкм (а) и ее увеличенный центральный фрагмент 3x2 мкм (б)

Трансформирование шаблона с резиста на аморфный кремний было осуществлено с помощью реактивного ионного травления с использованием газов CHF_3 и SF_6 . Толщина резистора была подобрана таким образом, чтобы он смог защитить части картины во время травления 130 нм аморфного кремния. Аспектное отношение скоростей травления материала и маски было найдено 1:2,5. На рис. 3.65 показано изображение образца металлинзы, полученное с помощью электронного микроскопа. На рис. 3.65а показана вся металлинза диаметром 30 мкм, а на рис. 3.65б показана ее увеличенная центральная часть.

Также рельеф металлинзы был измерен с помощью на атомно-силовом микроскопе. На рис. 3.66а показан фрагмент центральной части рельефа металлинзы, а на рис. 3.66б показан характерный профиль рельефа металлинзы.

Глубина рельефа имеет разброс в диапазоне от 80 нм до 160 нм со средним значением 120 нм. Радиус заострения кантилевера микроскопа 10 нм. Ошибка определения глубины рельефа 5%, а ошибка определения поперечных координат 2,5%.

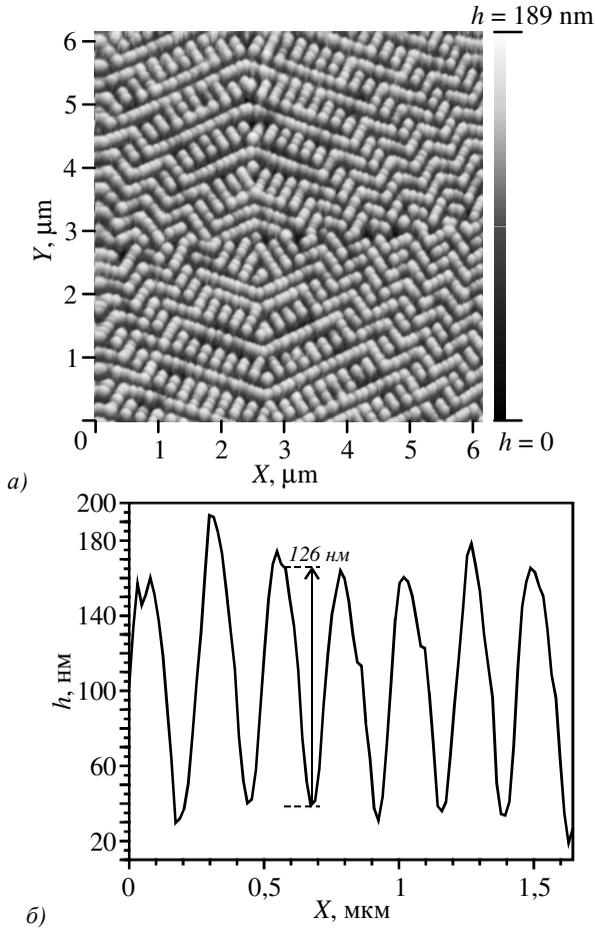


Рис. 3.66 Центральный фрагмент рельефа металлинзы, измеренный на атомно-силовом микроскопе Solver Pro (а) и сечение на некотором участке рельефа металлинзы (б)

Моделирование металлинзы

с учетом технологических погрешностей изготовления

Для того, чтобы учесть в моделировании технологические ошибки при изготовлении металлинзы, измеренный на атомно-силовом микроскопе рельеф (рис. 3.66) был перенесен в программу Fullwave для дальнейшего моделирования. На рис. 3.67а показан кадр рельефа из программы, который получен из рельефа на рис. 3.66а. Параметры моделирования следующие. Раз-

мер металлинзы (рис. 3.67а) $6,22 \times 6,22$ мкм или 256×256 отсчетов. Максимальный перепад высот рельефа 180 нм, длина волны $\lambda = 633$ нм, падающая волна плоская и линейно поляризованная, сетка отсчетов $\lambda/30$ по всем трем координатам, показатель преломления аморфного кремния $n = 4,35 + 0,486i$, показатель преломления прозрачной подложки $n = 1,5$. На рис. 3.67б показано рассчитанное распределение интенсивности на расстоянии $z = 600$ нм от металлинзы. Размеры фокусного пятна по полуспаду интенсивности равны $\text{FWHM}_x = 0,521\lambda$, $\text{FWHM}_y = 0,457\lambda$ (вдоль направления поляризации). На расстоянии $z = 600$ интенсивность в фокусе максимальная и в 2 раза превосходит интенсивность падающего света. Хотя диаметр фокусного пятна оставался почти постоянным на расстоянии от $z = 200$ нм до $z = 900$ нм.

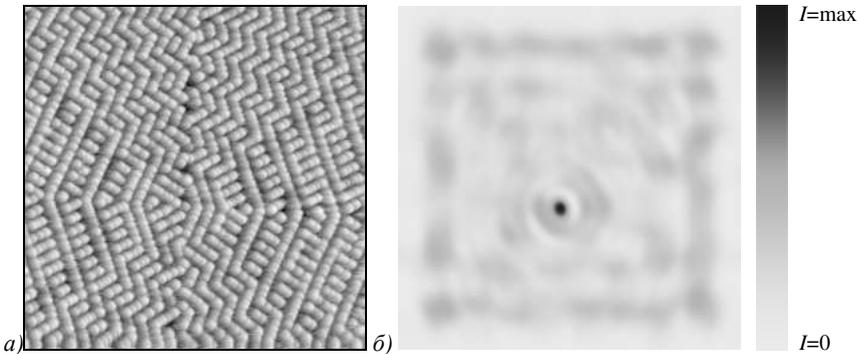


Рис. 3.67 Полутоновой рельеф: черный цвет - высота 0, а белый цвет - высота 180 нм(а), точно соответствующей кадру рельефа на рис. 3.66а для металлинзы, но перенесённый в программу Fullwave для моделирования, и результат расчета распределения интенсивности в фокусе металлинзы, полученный с помощью рельефа (а).

Эксперимент по фокусировке лазерного света металлинзой

Фокусное пятно на расстоянии $z = 633$ нм от металлинзы было измерено с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ) с пирамидальным полым металлическим кантилевером с отверстием при вершине 100 нм. Микроскоп измеряет с разрешением около 20 нм. На рис. 3.68 показано распределение интенсивности (негатив) в фокусе (на расстоянии где интенсивность фокуса максимальная), зафиксированное на СБОМ. На рис. 3.69 показаны сечения интенсивности фокусного пятна (рис. 3.68) вдоль осей x и y .

Экспериментально измеренные значения размеров пятна были равны $\text{FWHM}_x = 0,55\lambda$, $\text{FWHM}_y = 0,49\lambda$. Эти значения отличаются всего на 8% от расчетных значений ($\text{FWHM}_x = 0,521\lambda$, $\text{FWHM}_y = 0,457\lambda$), полученных с учетом технологических погрешностей изготовления металлинзы, и на 15%

от размеров фокусного пятна для идеальной металлинзы ($\text{FWHM}_x=0,434\lambda$, $\text{FWHM}_y=0,432\lambda$), у которой нет разбросов высоты рельефа и высота рельефа равна 70 нм.

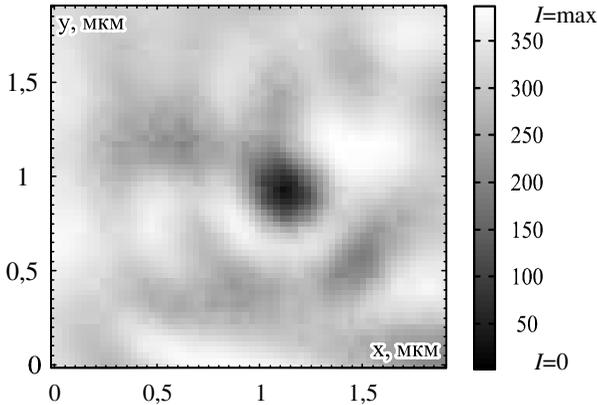


Рис. 3.68 Распределение интенсивности на расстоянии $z=600$ нм от металлинзы

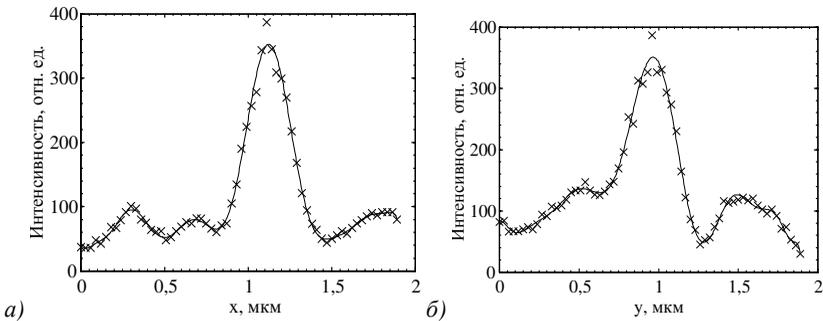


Рис. 3.69 Измеренные сечения распределения интенсивности в фокусном пятне (рис. 3.68)

В данном параграфе получены следующие результаты [344]. Предложен простой подход к формированию рельефа бинарной субволновой микролинзы в тонкой пленке аморфного кремния. Кольца зонной пластинки Френеля с заданным фокусным расстоянием и диаметром заполняются бинарными субволновыми решетками, каждая из которых поворачивает электрический вектор нормально падающего на нее линейно поляризованного лазерного света на заданный угол. Период, глубина рельефа решетки и фактор заполнения подбираются оптимальным образом из условия примерного равенства амплитуды света, прошедшего через каждую локальную решетку. Это можно обеспечить только для небольшого числа углов поворота вектора поляризации. В данном параграфе для преобразования

линейной поляризации в радиальную используется только четыре разные дифракционные решетки, поворачивающие вектор поляризации падающего света на четыре угла, обеспечивающие формирование круглого фокусного пятна. Фазовый сдвиг на π между соседними зонами линзы обеспечивается тем, что две локальные решетки, примыкающие к границе зоны, должны поворачивать вектор поляризации на углы, разность которых равна π . Моделирование показало, что металинза диаметром 5 мкм и фокусным расстоянием 633 нм в тонкой пленке кремния, состоящая из «кусков» 4х разных наклонов субволновых бинарных дифракционных решеток с периодом 220 нм для длины волны 633 нм фокусировала с эффективностью 2,5% плоскую волну с диаметром 5 мкм и линейной поляризацией в круглое фокусное пятно с диаметром меньше дифракционного предела на расстояниях от линзы от 200 нм до 1 мкм. Причем при изменении толщины линзы (или толщины пленки кремния) от 50 нм до 120 нм диаметр фокусного пятна менялся незначительно, оставаясь меньше дифракционного предела, от 0,37 до 0,45 от длины волны. Такая металинза была изготовлена [345, 346] по технологии электронной литографии и ионного травления. Фокусное пятно, сформированное такой линзой, при освещении ее гауссовым пучком с линейной поляризацией имело размеры по декартовым осям и по полуспаду интенсивности, равные 0,49 и 0,55 длины волны. Экспериментальные результаты согласуются с результатами моделирования: размеры фокусного пятна 0,46 и 0,52, соответственно.

3.8 Моделирование микрометалинзы с высокой числовой апертурой и разным числом секторов

Компоненты фотоники с метаповерхностью интенсивно исследуются в настоящее время. Их привлекательность в том, что они позволяют одновременно управлять поляризацией и фазой лазерного света, и, кроме того, глубина рельефа таких компонент составляет всего десятки нанометров для видимого и ближнего ИК диапазона. Обзор по ним можно найти в [326]. С помощью компонент с метаповерхностью можно сформировать оптические вихри [335]; пилообразные решетки, отражающие 80% света в заданный угол в широком диапазоне в ближней ИК области спектра [336]; сфокусировать свет в кольцо [337] или в поперечный отрезок [338]. Особенно интересным является применение компонент с метаповерхностью в качестве супертонких микролинз [318, 338, 339, 340]. В предыдущих работах авторов [332, 334, 346] также исследовались некоторые компоненты с метаповерхностью. Были исследованы компоненты микрооптики (микрополяризаторы и микролинзы), преобразующие линейную поляризацию падающего лазерного света в радиальную или азимутальную и осуществляющие субволновую фокусировку света. Особенность этих компонент мик-

рооптики в том, что их поверхность состоит из локальных субволновых бинарных дифракционных решеток. Каждая из этих решеток поворачивает плоскость поляризации падающего света на определенный угол, аналогично полуволновой пластинке. Всего разных решеток в [332, 334, 346] было четыре. Они поворачивали плоскость поляризации падающего света на четыре разных угла. Этого оказалось достаточно, чтобы из линейно-поляризованного света сформировать свет с приближённой радиальной или азимутальной поляризацией.

В данном параграфе описаны результаты моделирования фокусировки света с помощью микрометализ с единичной числовой апертурой и разным числом субволновых дифракционных решеток. Показано, что наилучший результат фокусировки линейно поляризованного света (наиболее круглое фокусное пятно наименьших размеров) получается при числе дифракционных решеток 16. Для металлинзы с 16 градациями поворота плоскости поляризации по азимутальному углу размеры фокусного пятна по полуспаду интенсивности по декартовым координатам составляют 0,435 на 0,457 длины волны (эллиптичность фокуса 1,05).

Моделирование субволновой поляризационной решетки

Металлинза, рассматриваемая в параграфе, формируется по алгоритму, предложенному в [346]. Согласно этому алгоритму бинарная линза состоит из зонной пластинки с заданной числовой апертурой и заданным фокусным расстоянием. Но вместо формирования рельефа в прозрачной подложке, дающего задержку фазы между соседними зонами на полдлины волны, в каждой из зон формируется субволновый бинарный рельеф, состоящий из локальных дифракционных решеток. Каждая из этих решеток должна поворачивать плоскость поляризации на заданный угол. Возникают вопросы: будет ли зависимость угла поворота плоскости поляризации ϕ от угла наклона линий дифракционной решетки α линейная? И будет ли коэффициент пропускания света для разных решеток одинаковым? Для ответа на первый вопрос получена зависимость угла ϕ поворота вектора поляризации света после прохождения через субволновую дифракционную решетку от угла наклона α вектора поляризации падающего поля к линиям решетки (рис. 3.70а). Эта зависимость показана на рис. 3.70б (сплошная кривая). Она была получена при моделировании прохождения света с линейной поляризацией (вектор поляризации падающей плоской волны вертикальный E_1 (рис. 3.70а)) через решетку высотой 120 нм в аморфном кремнии с показателем преломления $n=4,35 + i0,486$ [346]. Для ответа на второй вопрос была получена зависимость относительной интенсивности прошедшего решетку излучения от угла α (рис. 3.70б, пунктирная кривая). Моделирование проводилось с помощью разностного решения уравнений

Максвелла методом FDTD в программном пакете FullWAVE. Параметры решетки: период – 220 нм, ширина канавки – 110 нм, ширина выступа – 110 нм, глубина рельефа – 120 нм. Длина волны $\lambda=633$ нм.

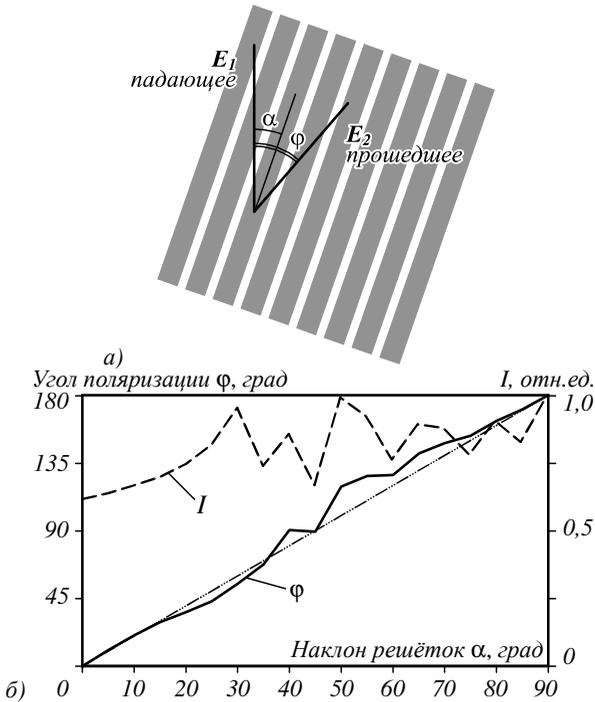


Рис. 3.70 Вектора напряженности электрического поля падающей E_1 и прошедшей E_2 решетку волн (а) и зависимость угла ϕ (сплошная кривая) выходного вектора электрического поля E_2 и относительной интенсивности I (пунктирная кривая) от угла наклона линий решетки α

Из рис. 3.70б видно, что зависимость выходного угла ϕ от входного α при использовании данного материала близка к линейной. И сильнее всего отличается от линейной зависимости при углах α , равных 40, 50 и 70 градусам. Но идеальная линейность и не требуется, при больших отклонениях графика зависимости выходного угла вектора поляризации от прямой линии – это следует учитывать при проектировании металлинзы, состоящей из субволновых решеток. График зависимости прошедшей интенсивности I (падающая интенсивность равна 1 в каждой точке) от угла наклона штрихов α (рис. 3.70б) не является горизонтальной прямой, а имеет вид квазипериодической функции, изменяющейся в диапазоне от 0,7 до 1. Это означает, что металлинза не будет только фазовым компонентом, а будет моду-

лизовать постоянную интенсивность падающего света, и тем самым уменьшать эффективность.

Металинзы с разным числом градаций угла наклона вектора поляризации

В этом параграфе проведено моделирования острой фокусировки лазерного света с линейной поляризацией и плоским волновым фронтом бинарной металинзой в аморфном кремнии с числом градаций наклона вектора поляризации падающей волны от 3 до 121. На рис. 3.71а представлен внешний вид металинзы, состоящей из 16 дифракционных решеток.

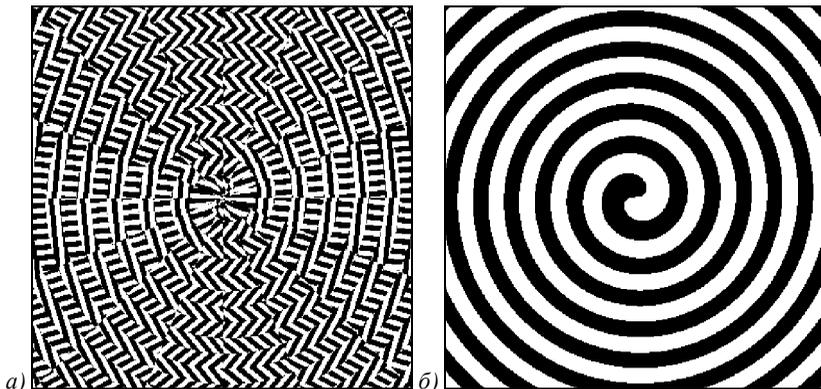


Рис. 3.71. Общий вид металинзы диаметром 8 мкм (364x364 отсчетов) (а) и спиральная зонная пластинка (б), используемая при построении металинзы

На рис. 3.71а они видны как 16 секторов, исходящих из центра. Решетки в каждом секторе имеют такой наклон линий, чтобы на выходе получилась азимутальная поляризация. Известно, что азимутально поляризованный свет с фазовой сингулярностью может быть сфокусирован в круглое фокусное пятно [310] субволнового размера, подобно радиально поляризованному свету [6]. Для реализации фазовой сингулярности была использована спиральная зонная пластинка с топологическим зарядом 1 вместо обычной зонной пластинки. При этом в соседних зонах спиральной зонной пластинки содержались решетки из диаметрально противоположных секторов. Это дает возможность создать разницу в направлении поляризации света в соседних зонах на 180 градусов, то есть фаза в них различается на π . Таким образом можно избавиться от необходимости посылать на фокусирующий элемент волну с фазовой сингулярностью. Фактически данная металинза будет функционально содержать три разных компонента: зонную пластинку для фокусировки света, спиральную фазовую пластинку для получения сингулярного волнового фронта с топологическим зарядом 1, и секторные полуволновые пластинки в виде секторных бинарных суб-

волновых дифракционных решеток. Такая металинза будет преобразовывать волну с постоянной фазой (плоскую волну или гауссов пучок) в азимутально-поляризованный пучок с фазовой сингулярностью и фокусировать его на заданном расстоянии. На рис. 3.71б показана спиральная зонная пластинка, использованная для построения фокусирующей свет метаповерхности на рис. 3.71а. Фокусное расстояние металинзы на рис. 3.71а равно длине волны $f=\lambda=633$ нм.

Диаметр металинзы 8 мкм, падающая волна – плоская с линейной поляризацией. При построении дифракционных решеток размер отсчёта маски (размер пиксела файла со структурой металинзы) был равен 22 нм ($0,03\lambda$). Максимум интенсивности вдоль оси z был обнаружен на расстоянии $z=600$ нм от верхнего края рельефа металинзы, поэтому дальнейшие графики приводятся для этого расстояния. На рис. 3.72 показаны интенсивность $|E|^2$ в фокусном пятне на расстоянии 600 нм (вставка) и её сечения вдоль осей x и y .

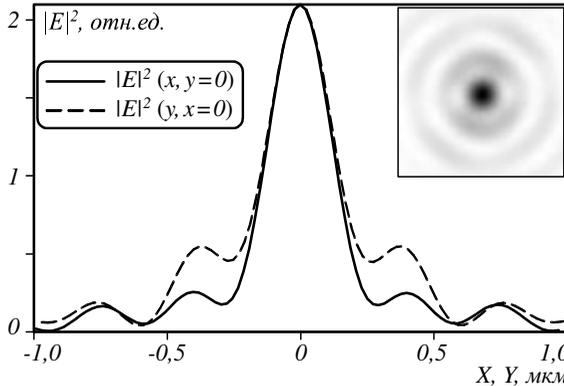


Рис. 3.72 Интенсивности $|E|^2$ светового поля на расстоянии 600 нм от металинзы (вставка), изображенной на рис. 3.71а, и сечения интенсивности $|E|^2$ вдоль осей X и Y через центр фокусного пятна. Падающая волна E_y

Как видно из рис. 3.72, форма фокусного пятна близка к форме круга. Ширина по полуспаду интенсивности вдоль осей x и y составила $\text{FWHM}_x=0,435\lambda$, $\text{FWHM}_y=0,457\lambda$. Средняя ошибка при расчете размеров фокуса равна размеру одной ячейки расчетной сетки $0,01\lambda$. Изменение количества секторов (дифракционных решеток), из которых сконструирована металинза, приводит к изменению как эллиптичности фокусного пятна, так и интенсивности света в центре фокуса. В Таблице 3.4 приведены результаты моделирования различных металинз с количеством секторов (число градаций наклона вектора поляризации) от 3 до 121. В последнем столбце

Таблицы 3.4 показана эллиптичность фокусных пятен: отношение размеров фокусного пятна по декартовым осям.

Табл. 3.4 Характеристики фокусных пятен, полученных с помощью металинз с различным количеством секторов

Число секторов	FWHM _x , λ	FWHM _y , λ	I max, отн. ед.	Эллиптичность
3	0,443	0,464	0,997	1,05
4	0,428	0,460	1,84	1,07
6	0,424	0,461	1,67	1,09
8	0,436	0,46	1,8	1,06
12	0,427	0,465	2,13	1,09
16	0,435	0,457	1,94	1,05
24	0,43	0,466	1,95	1,08
32	0,4	0,504	1,68	1,26
54	0,375	0,534	1,68	1,42
81	0,411	0,575	0,919	1,40
121	0,387	0,764	2,13	1,97

Из Таблицы 3.4 видно, что даже металинза из трех секторов способна фокусировать свет в почти круглое фокусное пятно субволнового размера, однако интенсивность света в фокусе такой металинзы в 2,14 раз меньше, чем для металинзы из 16 секторов. Видно, что максимум интенсивности и наименьшая эллиптичность достигаются у металинз состоящих из 12 и 16 секторов. Дальнейшее увеличение количества секторов приводит к уменьшению максимальной интенсивности в центре фокусного пятна и увеличению эллиптичности фокусного пятна, вплоть до отношения диаметров эллипса 1:2. Это связано с деградацией субволновых решеток из-за чрезмерно узких секторов. Заметим, что площадь фокусного пятна по полуспаду интенсивности, созданного металинзой с числом секторов 16 (рис. 3.71a), равна $0,156\lambda^2$. При фокусировке апланатической идеальной линзой с единичной числовой апертурой площадь фокусного пятна для азимутально-поляризованного света с фазовой сингулярностью равна $(0,147\lambda^2)$ [310], а для радиально-поляризованного пучка площадь фокуса равна $(0,17\lambda^2)$. То есть площадь фокуса, сформированного металинзой (рис. 3.71a), на 10% меньше, чем площадь минимального фокусного пятна, которое можно получить с помощью апланатической линзы при фокусировке света с радиальной поляризацией. Интересно, что в отличие от фокусировки радиально поляризованного света, в данном случае основной вклад в фокусное пятно дают поперечные компоненты электрического по-

ля E_x и E_y , в то время как продольная компонента пренебрежимо мала. На рис. 3.73 показаны интенсивности отдельных компонент электрического поля в фокусном пятне, изображенном на рис. 3.72. Преимущество фокусировки света только поперечными составляющими электрического поля в том, что почти весь свет, попавший в фокус направляется к наблюдателю (или фотоприемнику), расположенному на оптической оси.

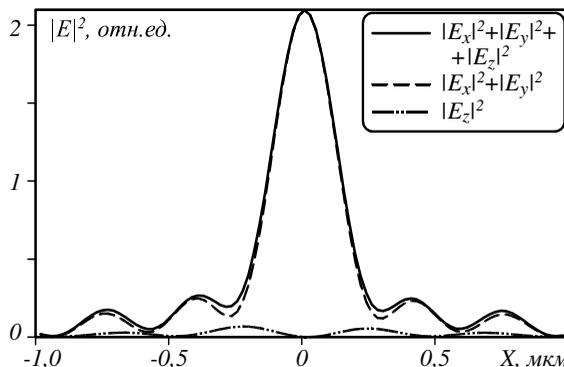


Рис. 3.73 Вклад поперечных и продольной компонент в формирование фокусного пятна с помощью металлинзы, фокусирующей азимутально поляризованный свет с фазовой сингулярностью (рис. 3.71а)

Моделирование измерения поля с помощью кантилевера

Другое преимущество острой фокусировки света с помощью азимутальной поляризации с сингулярной фазой в том, что зарегистрировать интенсивность света в фокусе с помощью зонда с нанотверстием, расположенного на оптической оси, можно с меньшей ошибкой и большим отношением сигнал/шум. При измерении интенсивности светового поля вблизи поверхности с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ) используются пирамидальные полые алюминиевые кантилеверы с отверстием квадратного сечения на вершине пирамиды со стороной 100 нм. Такие кантилеверы чувствительны к поперечным компонентам электрического поля. На рис. 3.74а показан кантилевер (и его характеристики), который используется в СБОМ (кантилеверы SNOM_NC производства NT-MDT). На рис. 3.74б показан результат моделирования измерения фокусного пятна (рис. 3.73) кантилевером, показанным на рис. 3.74а.

Показатель преломления алюминиевых стенок кантилевера был принят $n=1,27+7,3i$. Остриё кантилевера располагалось в фокусной плоскости на расстоянии 600 нм от металлинзы (рис. 3.71а). Кантилевер помещался в точку с координатами $(x, y=0)$ и моделировалось прохождения света через

металлинзу и далее через кантилевер. Свет, прошедший через отверстие в кантилевере, регистрировался монитором внутри кантилевера.

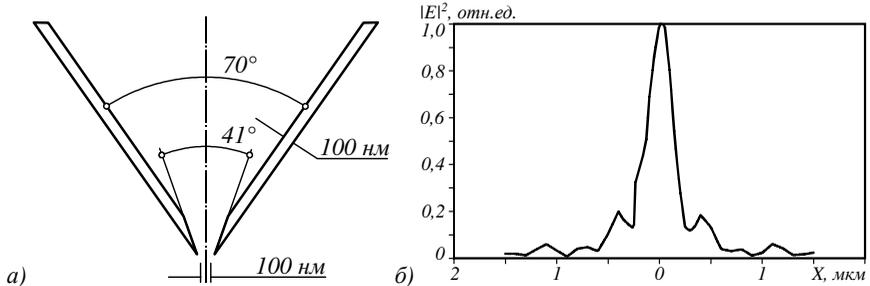


Рис. 3.74 Параметры кантилевера СБОМ с квадратным отверстием со стороной 100 нм из алюминия (а) и зависимость прошедшего через кантилевер излучения от его координаты вдоль оси x при сканировании фокусного пятна на рисунках 3.72 и 3.73.

Далее кантилевер смещался в другую точку вдоль оси x с шагом 50 нм, и вновь проводились измерения. Ширина сечения по полуспаду интенсивности на рис. 3.74б равна $\text{FWHM}=0,44\lambda$, то есть она увеличилась всего на 3 нм по сравнению с шириной фокусного пятна ($\text{FWHM}_x=0,435\lambda$) на рисунках 3.72 и 3.73. Можно сделать вывод, что кантилевер (рис. 3.74а) с отверстием 100 нм и шагом сканирования 50 нм измеряет диаметр субволнового фокусного пятна, сформированного вблизи поверхности металлинзы светом с азимутальной поляризацией, почти без ошибки (с ошибкой 2%).

В данном параграфе получены следующие численные результаты. При фокусировке лазерного света металлинзой (диаметром 8 мкм) с единичной числовой апертурой (фокусное расстояние 633 нм) в тонкой пленке аморфного кремния, преобразующей линейную поляризацию падающей плоской волны в азимутальную с сингулярностью фазы, формируется субволновое почти круглое фокусное пятно с размерами по полуспаду интенсивности вдоль декартовых осей $0,435\lambda$ на $0,457\lambda$, $\lambda=633 \text{ нм}$. Максимальная интенсивность в фокусе в 2 раза превышает интенсивность падающего света. При этом число градаций угла поворота вектора поляризации (или число локальных субволновых дифракционных решеток, использующихся в металлинзе) может меняться от 3 до 16, что не будет приводить к существенному изменению размеров и формы фокусного пятна: эллиптичность будет меньше 1,1. Наименьший и наиболее круглый фокус формируется при числе градаций угла поворота вектора поляризации (или при числе решеток) 16. Сформированной металлинзой фокус состоит из вклада только поперечных составляющих интенсивности электрического вектора, и поэтому почти без ошибки может быть измерен с помощью пирамидального полого алюминиевого зонда с отверстием 100 нм и шагом сканирования 50 нм.

3.9 Острая фокусировка оптического вихря с посекторно азимутальной поляризацией

Цилиндрические векторные пучки (пучки, в которых направление поляризации имеет радиальную симметрию) в оптике в настоящий момент активно изучаются [96]. При этом в последнее время отмечен рост к исследованию фокусировки азимутально и радиально поляризованных оптических вихрей [114, 313, 347-349, 350, 351]. Так, например, в [310] было показано, что азимутально поляризованный оптический вихрь образует фокусное пятно с площадью $(0,147\lambda^2)$ на 13,5% меньше чем радиально поляризованный свет $(0,17\lambda^2)$. Аналогичный пучок использовался в работе [351] для формирования иглоподобного фокуса с большой глубиной (12λ) и субволновой шириной (изменялась от $0,42\lambda$ до $0,49\lambda$). Заметим, что при фокусировке азимутально поляризованного пучка в фокусе формируется световое кольцо. Поэтому, чтобы в фокусе сформировалось световое пятно, надо фокусировать азимутальный пучок с фазовой сингулярностью. Существует несколько способов получения цилиндрических векторных пучков с посекторной азимутальной или радиальной поляризацией: используя волновые пластинки [6, 353-355], нелинейные оптические кристаллы [356], поляризующие пленки [357] и субволновые решетки [300, 332, 334]. Ранее острая фокусировка цилиндрических векторных пучков, поляризованных посекторно, была численно исследована в [358]. Было показано, что для 8-секторного пучка отклонение от идеального не превышает 5,3%. В [358] однако не рассматривался случай азимутально-поляризованных оптических вихрей.

В данном параграфе численно рассмотрена острая фокусировка оптического вихря с посекторной азимутальной поляризацией (длина волны $\lambda = 532$ нм) зонной пластинкой Френеля с числовой апертурой $NA=0,95$. Численно показано, что при фокусировке пучка с секторностью 6 результаты фокусировки практически не отличаются от фокусировки идеального азимутально поляризованного вихря – расхождения в размерах фокусного пятна по полуспаду интенсивности, вызванные асимметрией, не превышают $0,001\lambda$. Для 4-секторного пучка расхождение не превышало $0,03\lambda$.

Моделирование

В моделировании использовались формулы Ричардса-Вольфа [30]:

$$\mathbf{E}(\rho, \psi, z) = -\frac{if}{\lambda} \int_0^\alpha \int_0^{2\pi} B(\theta, \varphi) T(\theta) \mathbf{P}(\theta, \varphi) \exp\{ik[\rho \sin \theta \cos(\varphi - \psi) + z \cos \theta]\} \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (3.21)$$

где $B(\theta, \varphi)$ электрическое поле на входе широкоапертурной системы в координатах выходного зрачка (θ – полярный угол, φ – азимутальный), $T(\theta)$ – функция аподизации линзы, f – фокусное расстояние, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $\mathbf{P}(\theta, \varphi)$ – матрица поляризации, имеющая вид:

$$\mathbf{P}(\theta, \varphi) = \begin{bmatrix} [1 + \cos^2 \varphi (\cos \theta - 1)] a(\theta, \varphi) + \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) b(\theta, \varphi) \\ \sin \varphi \cos \varphi (\cos \theta - 1) a(\theta, \varphi) + [1 + \sin^2 \varphi (\cos \theta - 1)] b(\theta, \varphi) \\ - \sin \theta \cos \varphi a(\theta, \varphi) - \sin \theta \sin \varphi b(\theta, \varphi) \end{bmatrix}, \quad (3.22)$$

где $a(\theta, \varphi)$ и $b(\theta, \varphi)$ функции поляризации для x - и y - компонент фокусируемого пучка. В моделировании считалось, что зонная пластинка ($T(\theta) = \cos^{-3/2} \theta$, $NA = 0,95$) фокусирует плоскую волну, в которой поляризация и фаза изменяется посекторно в зависимости от значения азимутального угла φ . В таком случае, например, для 4-секторного пучка $a(\theta, \varphi)$, $b(\theta, \varphi)$ и $B(\theta, \varphi)$ будут иметь вид:

$$a(\theta, \varphi) = \begin{cases} -1, & 0 \leq \varphi < \frac{\pi}{2} \\ -1, & \frac{\pi}{2} \leq \varphi < \pi \\ 1, & \pi \leq \varphi < \frac{3\pi}{2} \\ 1, & \frac{3\pi}{2} \leq \varphi < 2\pi \end{cases}, \quad (3.23)$$

$$b(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \varphi < \frac{\pi}{2} \\ -1, & \frac{\pi}{2} \leq \varphi < \pi \\ -1, & \pi \leq \varphi < \frac{3\pi}{2} \\ 1, & \frac{3\pi}{2} \leq \varphi < 2\pi \end{cases}, \quad (3.24)$$

$$B(\theta, \varphi) = \begin{cases} 1, & 0 \leq \varphi < \frac{\pi}{2} \\ i, & \frac{\pi}{2} \leq \varphi < \pi \\ -1, & \pi \leq \varphi < \frac{3\pi}{2} \\ -i, & \frac{3\pi}{2} \leq \varphi < 2\pi \end{cases} . \quad (3.25)$$

На рис. 3.75 показана схема фокусировки – свет, поляризованный азимутально в четырех секторах, проходит через секторную спиральную фазовую пластинку (СФП) с единичным топологическим зарядом, а затем фокусируется фазовой зонной пластинкой. При этом секторный поляризатор и фазовая пластинка могут быть совмещены в одном элементе [300, 332, 334].

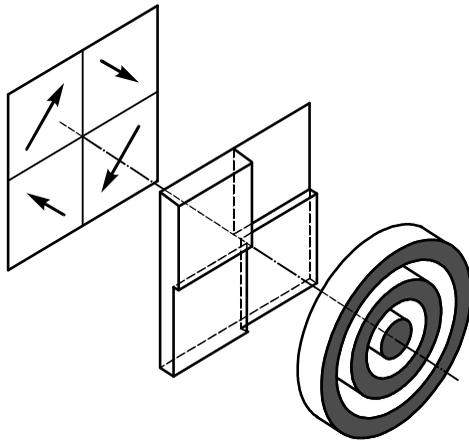


Рис. 3.75. Схема моделирования: четырехсекторный азимутально поляризованный пучок и четырехсекторная фазовая пластинка.

Результаты моделирования показаны на рис. 3.76-3.78. На рис. 3.76 показана фокусировка пучка, состоящего из четырех секторов. На рис. 3.77 – для шести секторов. Для сравнения на рис. 3.78 показана фокусировка идеального азимутально поляризованного оптического вихря.

Из сравнения рисунков 3.76 и 3.77 с рис. 3.78 видно, что секторно-поляризованный пучок, прошедший через секторную СФП в отличие от идеального азимутально поляризованного оптического вихря содержит продольную компоненту напряженности электрического поля.

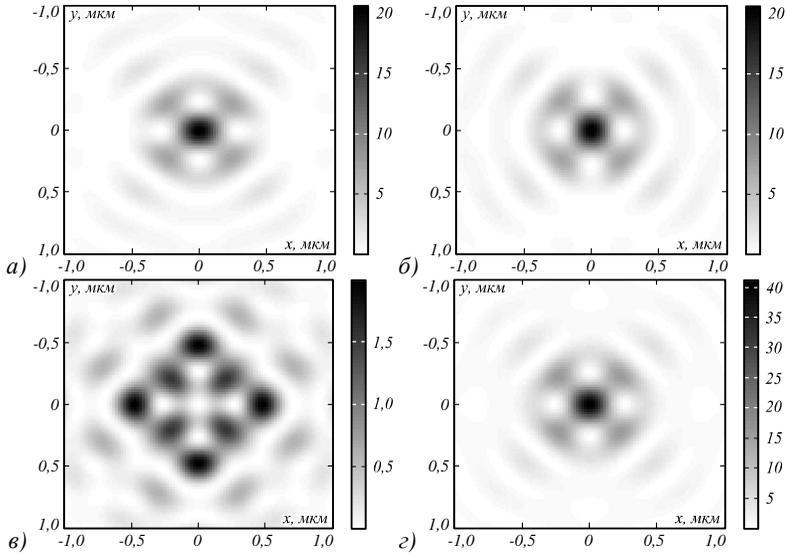


Рис. 3.76 Распределение в фокусном пятне интенсивности и отдельных составляющих интенсивности: I_x (а), I_y (б), I_z (в), I (г), при фокусировке четырёхсекторного азимутального пучка, прошедшего четырёхсекторную СФП

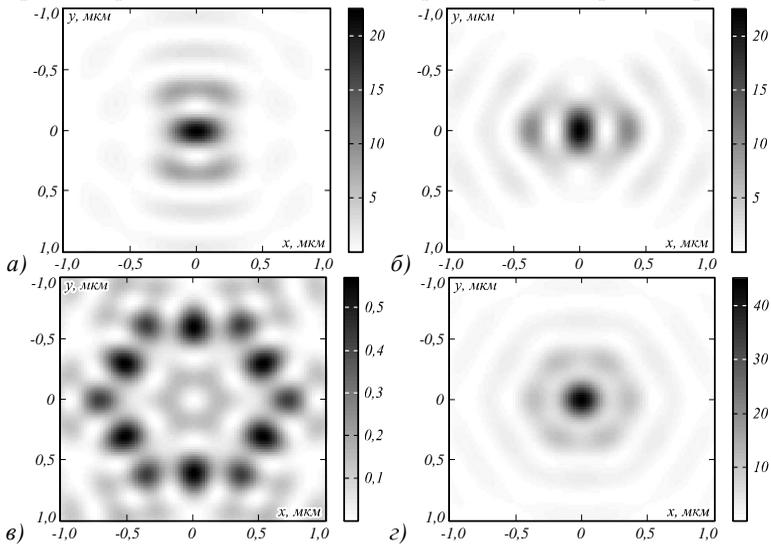


Рис. 3.77 Распределение в фокусном пятне интенсивности и отдельных составляющих интенсивности: I_x (а), I_y (б), I_z (в), I (г), при фокусировке шестисекторного азимутального пучка, прошедшего шестисекторную СФП.

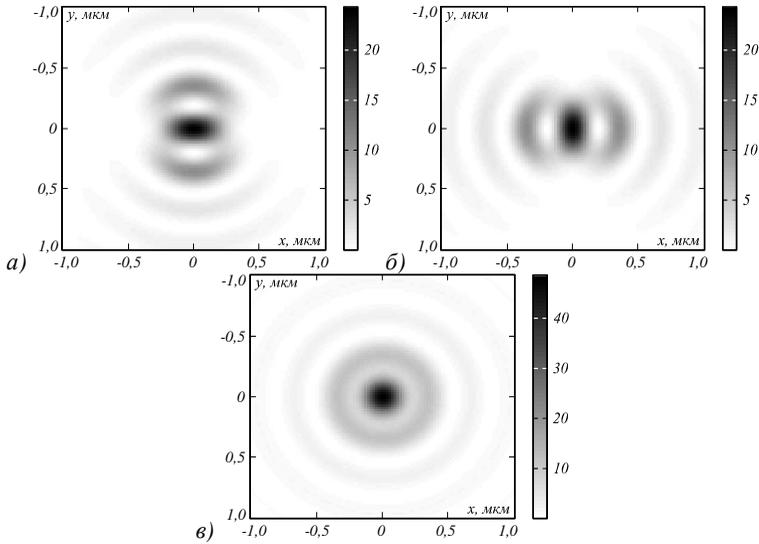


Рис. 3.78 Интенсивность в фокусном пятне I_x (а), I_y (б), I (в) при фокусировке идеального азимутально-поляризованного оптического вихря.

Хотя вклад ее в формирование фокуса мал – для 4-секторного пучка максимум поперечной компоненты примерно в 21 раз превышает максимум продольной, а для 6-секторного – примерно в 80 раз. На рис. 3.79 показана относительная погрешность расхождения интенсивности в фокусе идеального пучка (I_{ideal}) и секторно поляризованного (I_{quasi}), вычисленная как $|I_{ideal}-I_{quasi}|/\max(I_{ideal})$.

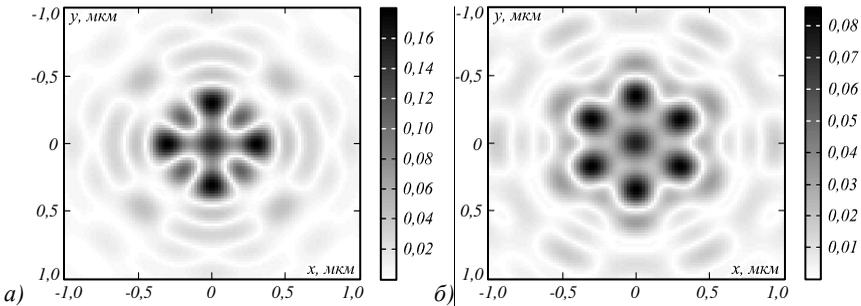


Рис. 3.79 Ошибка в фокусе, вычисленная как $|I_{ideal}-I_{quasi}|/\max(I_{ideal})$ для (а) 4-секторного и (б) 6-секторного азимутально-поляризованного пучка.

Максимум погрешности на рис. 3.79а не превышал 18%, а на рис. 3.79б – 9%.

На втором этапе моделирования считалось, что секторно азимутально поляризованный свет, проходит через непрерывную (спиральную) СФП ($B(\theta, \varphi) = e^{i\theta}$) и затем фокусируется зонной пластинкой (рис. 3.80). Распределение интенсивности в фокусе в данном случае показано на рис. 3.81, а на рис. 3.82 – погрешность.

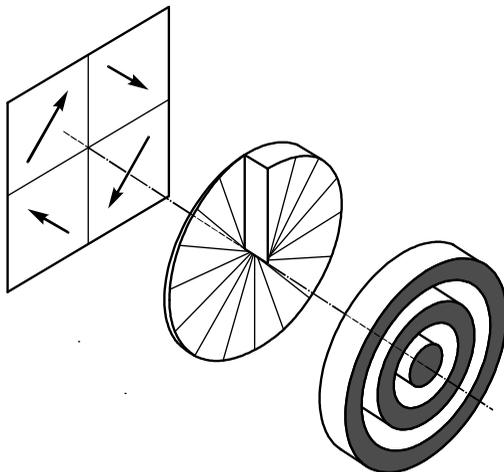


Рис. 3.80 Схема моделирования: четырехсекторный азимутально поляризованный пучок и непрерывная фазовая пластинка.

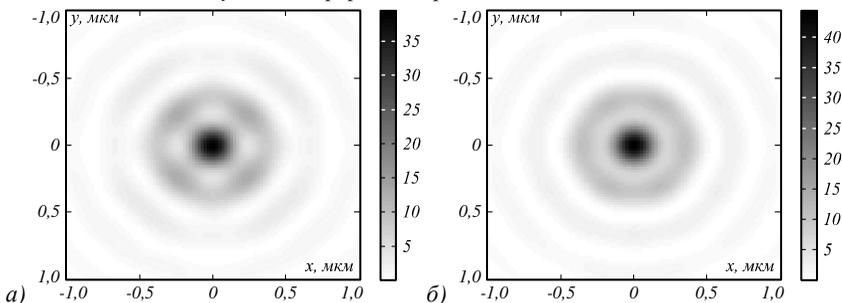


Рис. 3.81 Распределение интенсивности в фокусном пятне при фокусировке (а) 4-секторного азимутального пучка, (б) 6-секторного азимутального пучка, прошедшего непрерывную СФП.

На третьем этапе моделирования была рассмотрена фокусировка непрерывного азимутально-поляризованного пучка, прошедшего через секторную фазовую пластинку. Распределение интенсивности в фокусе в данном случае показано на рис. 3.83, а на рис. 3.84 – погрешность. Можно отметить, что в данном случае в связи с отсутствием продольной составля-

ющей напряженности электрического поля в исходном пучке продольная составляющая интенсивности в фокусе также отсутствует.

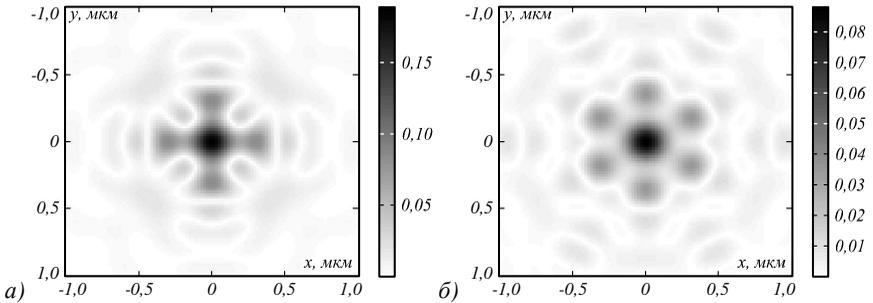


Рис. 3.82 Ошибка в фокусе, вычисленная как $|I_{ideal} - I_{quasi}| / \max(I_{ideal})$ для (а) 4-секторного и (б) 6-секторного азимутально-поляризованного пучка.

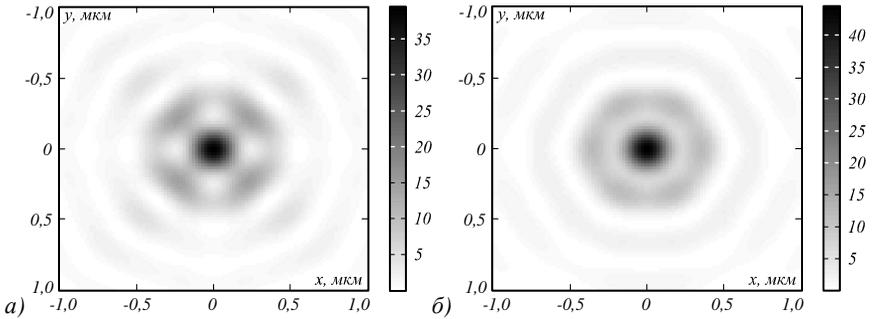


Рис. 3.83. Распределение интенсивности в фокусном пятне при фокусировке азимутально-поляризованного пучка, прошедшего (а) 4-секторную, (б) 6-секторную СФП.

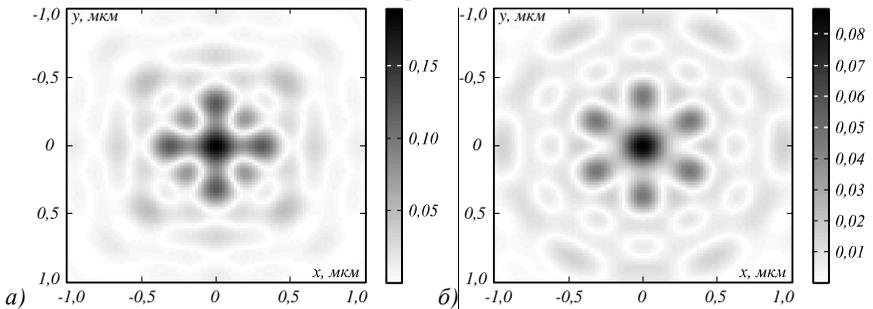


Рис. 3.84 Ошибка в фокусе, вычисленная как $|I_{ideal} - I_{quasi}| / \max(I_{ideal})$ для (а) 4-секторного и (б) 6-секторного азимутально-поляризованного пучка.

Для наглядности в Таблицах 3.5 и 3.6 показаны результаты сравнения проведенных моделирований. Погрешность показана в Таблице 3.5, а диаметры пятна – в Таблице 3.6.

Таблица 3.5 Максимальная погрешность распределения интенсивности в фокусе

	Число секторов	Максимальная погрешность $\max(I_{ideal}-I_{quasi} /\max(I_{ideal})), \%$
Секторная СФП	4	18
Секторная поляризация	6	8
Непрерывная СФП	4	19
Секторная поляризация	6	9
Секторная СФП,	4	19
Непрерывная поляризация	6	9

Таблица 3.6 Значения диаметров фокусного пятна по полуспаду интенсивности.

	Число секторов	$FWHM_{min}, \lambda$	$FWHM_{max}, \lambda$
Секторная СФП,	4	0,458	0,490
Секторная поляризация	6	0,462	0,463
Непрерывная СФП,	4	0,457	0,470
Секторная поляризация	6	0,462	0,462
Секторная СФП,	4	0,454	0,476
Непрерывная поляризация	6	0,462	0,462
Идеальный азимутально поляризованный оптический вихрь		0,462	

Из Таблицы 3.5 видно, что секторность пучка и секторность СФП оказывают примерно одинаковое влияние на результаты фокусировки. Хотя сравнивая рис. 3.79, рис. 3.82 и рис. 3.84 можно отметить, что в случае одновременного использования секторного пучка и секторной СФП расхождение в распределение интенсивности вносится в большей степени не центральным пиком, а боковыми лепестками. Из Таблицы 3.6 видно, что уже использование 6-секторного пучка практически не влияет на результат фокусировки – расхождение в размерах фокусного пятна по полуспаду интенсивности, вызванное асимметрией, не превышает $0,001\lambda$. Для 4-секторного пучка расхождение не превышало $0,03\lambda$.

В данном параграфе численно рассмотрели острую фокусировку оптического вихря с посекторной азимутальной поляризацией (длина волны $\lambda = 532$ нм) зонной пластинкой Френеля с числовой апертурой $NA=0,95$ [359, 360]. Численно показано, что при фокусировке пучка с секторностью 6 результаты фокусировки практически не отличаются от фокусировки идеального азимутально поляризованного вихря – расхождения в размерах фокусного пятна по

полупаду интенсивности, вызванные асимметрией, не превышают $0,001\lambda$. Для 4-секторного пучка расхождение не превышало $0,03\lambda$.

3.10 Субволновая фокусировка лазерного излучения с помощью зонной пластинки из хрома

Зонная пластинка (ЗП) известна в оптике давно, однако интерес к её изучению не ослабевает. При этом в связи с миниатюризацией компонентов фотоники, в последние годы отмечается повышение интереса к исследованию зонных пластинок, фокусирующих свет вблизи своей поверхности. Такие ЗП могут быть как фазовые, так и амплитудные. ЗП из некоторых металлов носят название плазмонных зонных пластинок или линз (SPP-линз). В [74] FDTD-методом проведено моделирование фокусировки света зонной пластинкой с радиусом колец $r_n^2 = 2nf\lambda + n^2\lambda^2$ ($f=1$ мкм, $\lambda=633$ нм), изготовленной в пленке серебра и золота (толщина пленок 50 нм), напыленную на кварцевую подложку. Было показано, что на расстоянии $z = 1,5$ мкм от ЗП формируется фокальное пятно с диаметром по полупаду интенсивности $\text{FWHM}=0,3\lambda$, при этом интенсивность в фокусе данного пятна всего в 1,4 раза превосходит интенсивность падающего излучения. В [332] экспериментально исследованы аналогичные кольцевые структуры (диаметр 8 мкм) в плёнке золота толщиной 100 нм. В микроскопе ближнего поля Ntegra (NT-MDT) с разрешением 100 нм на расстоянии $z = 1,6$ мкм наблюдалось фокальное пятно шириной по полупаду интенсивности $\text{FWHM} = 1,7\lambda$, $\lambda = 633$ нм, хотя теория предсказывает размер фокального пятна $\text{FWHM} = 0,54\lambda$ [332]. В [98] численно и экспериментально исследуется фокусировка линейно-поляризованного света с длиной волны 633 нм с помощью френелевской ЗП с фокусным расстоянием 0,5 мкм. Экспериментально наблюдалось эллиптическое фокусное пятно с наименьшей шириной $\text{FWHM} = 0,63\lambda$. В [95] было получено значение диаметра фокусного пятна равное $\text{FWHM} = 0,39\lambda$ при моделировании методом FDTD. Также в [95] с помощью формул Ричардса – Вольфа получена фокусировка плоской линейно-поляризованной волны амплитудной ЗП с фокусным расстоянием 0,5 мкм. В работе [92] рассматривается фокусировка амплитудной ЗП, изготовленной на кварцевой подложке из серебра. Моделирование на основе метода FDTD показывает, что ширина фокусного пятна такой ЗП равна $0,33\lambda$. В [126] экспериментально было показано, что фазовая ЗП с фокусным расстоянием $f = \lambda = 532$ нм фокусирует свет в эллиптическое субволновое пятно с размерами $\text{FWHM}_x = 0,44\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,52\lambda$. Изменение длины волны освещающего света приводило к тому, что пятно становилось еще более эллиптическим: $\text{FWHM}_x = 0,40\lambda$ и $\text{FWHM}_y = 0,60\lambda$ [138], хотя мень-

ший размер пятна при этом уменьшается. Плазмонные линзы, фокусирующие затухающие волны вблизи своей поверхности, часто имеют достаточно простую структуру в виде набора concentрических колец. Например, в [361] рассмотрена SPP-линза, состоящая из трех concentрических кольцевых щелей шириной 300 нм в слое германия. Такая линза способна сфокусировать свет в субволновое пятно с диаметром по полуспаду интенсивности $0,6\lambda$. Плазмонная линза, состоящая из двух concentрических колец шириной 350 нм и глубиной 200 нм в тонкой пленке золота и работающая для двух длин волн, была изучена в [362]. В [105] рассмотрена планарная линза, состоящая из трех ступенек рельефа: крайние ступеньки общей шириной 320 нм имели форму перевернутой буквы «П», т.е. имели небольшую щель посередине ступеньки шириной и глубиной 80 нм. Центральная ступенька имела ширину 320 нм и высоту 120 нм. Такая структура фокусировала свет в линию шириной по полуспаду интенсивности $0,34$ от длины волны фокусируемого света. SPP линза, изготовленная на торце волновода, исследовалась в [103] – были рассмотрены две линзы: состоящие из 3-х и 4-х колец, обе диаметром 2,8 мкм и шириной первого кольца 60 нм. Фокусировка входного излучения с длиной волны 808 нм наблюдалась в водном растворе, что позволило наблюдать фокусное пятно с $\text{FWHM} = 0,31\lambda$. В [363] рассмотрена плазмонная линза, состоящая из двух наборов concentрических колец, отличающихся периодом. Внутренняя часть линзы состояла из 10 колец с периодом 640 нм, а внешняя – из 9 колец с периодом 20 нм. Несмотря на то, что линза позволяет получить фокусное пятно $0,3\lambda$, оно формируется в непосредственной близости от поверхности линзы, на расстоянии 80 нм. Интересный способ субволновой фокусировки предложен в [364] – для уменьшения пятна bowtie-наноантенна помещалась в область фокуса, создаваемого плазмонной ЗП Френеля. Плазмонная линза с переменной глубиной рельефа, изготовленная из алюминия на стеклянной подложке, была рассмотрена в [365]. Линза, осуществляющая фокусировку в точку, была рассмотрена численно, а планарный её аналог был изготовлен и исследован методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии. При фокусировке в точку диаметр пятна составлял $\text{FWHM}=0,9\lambda$. Линейно-поляризованный свет при острой фокусировке формирует эллиптическое фокусное пятно. Для получения радиально-симметричного пятна необходимо, чтобы фокусируемый свет также обладал симметрией в поляризации. В частности, можно воспользоваться радиально-поляризованным пучком. SPP-линза для радиально поляризованного света рассмотрена в [366]. Ширина фокусного пятна по полуспаду ин-

тенсивности составила $0,46\lambda$ ($\lambda = 632,8$ нм). В [367] исследуется SPP-линза, предназначенная для фокусировки радиально-поляризованного света с длиной волны 355 нм. Два различных численных метода: конечно-разностный метод FDTD и метод конечных элементов, реализованный в COMSOL Multiphysics, были применены для исследования в [367]. Исследуемая линза представляла собой столбик (nanofinger) диаметром 45 нм, окруженный кольцами шириной 230 нм. Изготовлена она была в пленке хрома толщиной 60 нм, напыленной на кварцевую подложку. Несмотря на то, что подобная линза была изготовлена, в работе не приведены результаты экспериментов по фокусировке с помощью изготовленного элемента. Работа SPP-линзы, изготовленной в слое серебра толщиной 405 нм, моделировалась в работе [368]. Линза также представляла собой набор концентрических колец, однако глубина канавок рельефа изменялась, что приводило к изменению фокусного расстояния. Из приведенного обзора работ видно, что большинство из них носит чисто теоретический характер. В большинстве работ ширина пятна по полуспаду интенсивности превышает величину в $0,45\lambda$. А в тех работах, где удается уменьшить ширину пятна, фокусировка происходит в непосредственной близости от поверхности элемента, а максимальная интенсивность не превышает падающую волну в 2 раза. В данном параграфе теоретически и экспериментально исследуется ЗП Френеля из хрома на кварцевом стекле, которая позволяет фокусировать линейно поляризованное излучение в пятно с шириной по полуспаду интенсивности менее $0,45\lambda$. Моделирование распространения лазерного излучения с длиной волны $\lambda=532$ нм выполнялось с помощью FDTD-метода. Ранее подобная ЗП моделировалась в [369], где с помощью FDTD-метода было проведено сравнение её фазовой и амплитудной (в пленках хрома и серебра) реализаций. Было показано, что учёт дисперсии материала (кварца, серебра и хрома) в рамках модели Селмейера и Друде–Лоренца ведет лишь к незначительному изменению параметров фокусного пятна (в пределах 6%). Размеры фокусных пятен для фазовой и амплитудной ЗП также изменялись незначительно – все пятна имеют субволновый размер от 0,41 до 0,47 от длины волны. Основное отличие заключалось в меньшей максимальной интенсивности в фокусе (она была в 3 раза меньше, чем для фазовой ЗП).

В данном параграфе проведено дополнительное исследование характеристик фокусного пятна в зависимости от высоты рельефа, которое показало, что высота рельефа 60 нм и 80 нм позволяет достичь оптимального соотношения ширины по полуспаду интенсивности и максимальной интенсивности фокусного пятна. Так же в параграфе представлены результа-

ты численного эксперимента по фокусировке излучения с помощью изготовленной ЗП, высота рельефа которой составила 67,5 нм (погрешность измерений не более 5%). С использованием сканирующего ближнепольного микроскопа (СБОМ) показано, что изготовленная ЗП фокусирует линейно поляризованный Гауссов пучок в эллиптическое пятно с декартовыми диаметрами $\text{FWHM}_x=0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y=0,64\lambda$, где λ – длина волны света.

Результаты моделирования

FDTD-методом было проведено численное исследование зависимости параметров фокусного пятна и максимума интенсивности в фокусе от толщины пленки хрома, в которой была изготовлена ЗП. Моделирование проводилось для ЗП со следующими параметрами: длина волны $\lambda=532$ нм, число колец: 8, фокусное расстояние 532 нм, показатель преломления хрома $n=2,66+4,16i$. Использовался шаг сетки отсчетов по латеральным координатам $\lambda/30$, а шаг по времени был уменьшен до 3 нм. Вектор поляризации падающего излучения направлен вдоль координаты y . Результаты моделирования представлены в Таблице 3.7.

Таблица 3.7 Зависимости параметров фокусного пятна от высоты рельефа зонной пластинки из хрома

h, нм	I_{\max} , а.е.	FWHM_x , λ	FWHM_y , λ	DOF, λ	f, мкм
20	3,65	0,467	0,858	0,850	0,617
30	3,46	0,465	0,859	0,850	0,635
40	4,88	0,459	0,890	0,892	0,635
50	4,48	0,456	0,890	0,890	0,653
60	4,94	0,448	0,898	0,897	0,654
70	5,44	0,454	0,902	0,917	0,670
80	4,93	0,447	0,902	0,903	0,670
90	5,25	0,453	0,906	0,920	0,670
100	4,67	0,452	0,908	0,914	0,688

Из Таблицы 3.7 видно, что с увеличением толщины рельефа максимальная интенсивность растет, а не падает. При этом ширина по полуспаду интенсивности вдоль оси x меняется незначительно, в то время как ширина вдоль другой координаты растет вместе с глубиной фокуса. С увеличением высоты рельефа смещается и фокусное расстояние, которое измерялось как точка максимальной интенсивности на оптической оси. Отметим, что вдоль оси x наблюдается единый пик, в то время как вдоль оси y наблюдается расщепление пика на два. Максимальная интенсивность указана для центра фокусного пятна на оптической оси.

Изготовление и моделирование с учетом ошибок изготовления

Амплитудная зонная пластинка с рельефом из хрома была изготовлена по технологии электронной литографии. ЗП имела 13 колец из хрома, высота пленки хрома на стекле была равна 70 нм, диаметр ЗП равен 15 мкм, она проектировалась для длины волны 532 нм и фокусного расстояния, равного длине волны. Рельеф ЗП был измерен с помощью атомно-силового микроскопа Solver Pro P7 (НТ-МДТ, Россия). Колебания высоты в соответствии с измерениями составили от 51 до 84 нм (рис. 3.85), средняя высота рельефа 67,5 нм, возможная погрешность измерения высоты была равна 5%. Радиус заострения используемого кантилевера был в пределах 10 нм.

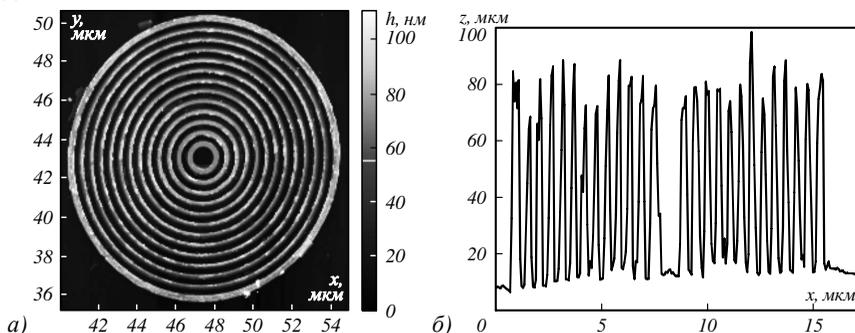


Рис. 3.85 Рельеф поверхности ЗП из хрома, измеренный на атомно-силовом микроскопе, и его профиль вдоль оси y

Полученный при измерении рельеф был перенесен в программу FullWave для моделирования прохождения через него света методом FDTD. Параметры моделирования следующие: длина падающей плоской волны 532 нм, показатель преломления хрома $n=2,66+4,16i$ [371], показатель преломления подложки $n=1,5$, подробность разбиения сетки $\lambda/30$ по всем трем координатам, весь рельеф зонной пластинки имеет 256×256 отсчетов, использовалась линейная поляризация. Ниже показаны результаты моделирования прохождения света через зонную пластинку. Вектор поляризации падающего света направлен вдоль оси y .

Из рис. 3.86 видно, что ширина по полуспаду интенсивности электрического поля $|E|^2$ вдоль осей X и Y составляет $\text{FWHM}_x = 0,482\lambda$, $\text{FWHM}_y = 0,88\lambda$. Эффективность, как отношение света, формирующего фокусное пятно вплоть до первых минимумов интенсивности ко всему свету, прошедшему ЗП, составила $\eta = 5,5\%$. Экспериментальное определение ширины фокусного пятна производилось на оборудовании NTEGRA Spectra (НТ-МДТ, Россия) с помощью сканирующего ближнепольного оптического микроскопа (СБОМ).

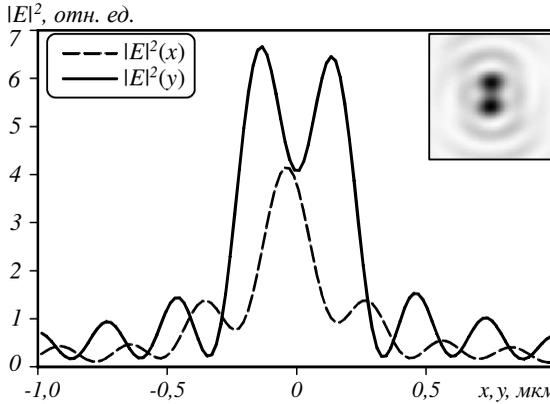


Рис. 3.86 Результат моделирования ЗП, изображенной на рис 1. Показаны сечения интенсивности по декартовым осям.

Сканирование производилось при помощи кантилевера с пирамидальным отверстием, острое которого имеет форму квадрата со стороной 100 нм. Такой кантилевер гораздо более чувствителен к поперечным компонентам электрического поля, нежели к продольной (в 3 раза), поэтому была численно оценена форма фокусного пятна при учете только поперечных компонент электрического поля [126]. На рис. 3.87 приведено рассчитанное фокусное пятно и его сечения, сформированные только поперечными проекциями электрического поля E_x и E_y . Видно, что без компоненты E_z фокусное пятно перестает быть гантелеобразным, однако оно всё равно лишено круговой симметрии. Его ширина по полуспаду интенсивности вдоль тех же осей уменьшается и становится равна $FWHM_x=0,387\lambda$, $FWHM_y=0,5\lambda$.

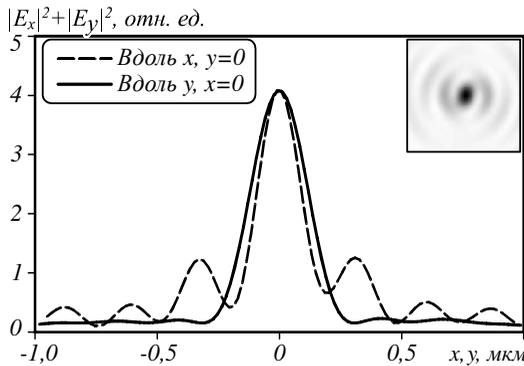


Рис. 3.87 Вид фокусного пятна, созданного только с помощью поперечных проекций электрического поля. Показаны сечения интенсивности по декартовым осям.

Экспериментальные результаты

С помощью СБОМ Ntegra Spectra (NT-MDT) было проведено исследование распространения линейно поляризованного Гауссова пучка с длиной волны $\lambda = 532$ нм через амплитудную ЗП из хрома. Оптическая схема измерений с помощью СБОМ показана на рис. 3.88.

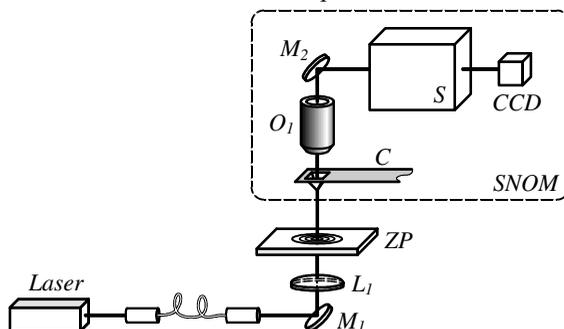


Рис. 3.88 Оптическая схема эксперимента: SNOM- СБОМ, laser – лазер, Zone Plate – ЗП, L_1 – фокусирующая линза, M_1 , M_2 – поворотные зеркала, C –кантилевер, O_1 – микрообъектив, S –спектрометр, CCD – ПЗС камера

Линейно поляризованный лазерный пучок с длиной волны $\lambda = 532$ нм фокусируется с помощью линзы L_1 на подложку. После фокусировки ЗП измеряется поперечное распределение интенсивности в плоскости, параллельной ЗП на различных расстояниях (через каждые 50 нм) с использованием полого металлического кантилевера C . Прошедший через отверстие кантилевера свет фокусируется с помощью 100-кратного объектива O_1 и проходит через спектрометр S (Solar III, Nanofinder 30) для фильтрации irrelevantного излучения, прежде чем будет зарегистрирован CCD-камерой (Andor, DV401-BV).

Результирующий экспериментальный профиль интенсивности в фокусе представлен на рис. 3.89. Экспериментальные данные были интерполированы кубическим сплайном.

Из рис. 3.89 видно, что в ходе освещения бинарной ЗП из хрома линейно поляризованным Гауссовым пучком (вектор поляризации направлен вдоль оси y), на расстоянии 800 нм формируется эллиптическое фокальное пятно с размерами по декартовым осям $\text{FWHM}_x=0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y=0,64\lambda$. Инструментальная ошибка измерений составляет не более $0,03\lambda$. При освещении ЗП из хрома (рис. 3.85) лазерным пучком с круговой поляризацией в фокусе на расстоянии около 800 нм формируется круглое фокусное пятно (рис. 3.90) с размерами по декартовым осям $\text{FWHM}_x=(0,47\pm 0,02)\lambda$ и $\text{FWHM}_y=(0,48\pm 0,02)\lambda$.

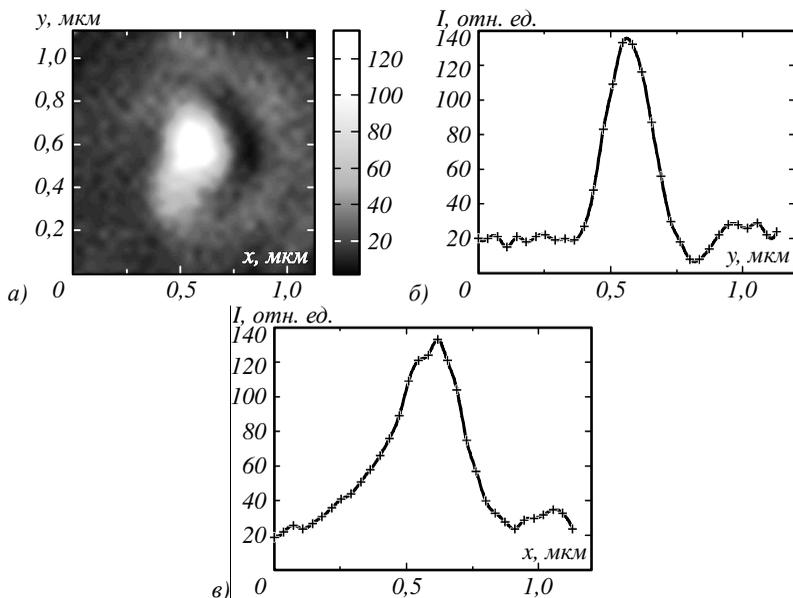


Рис. 3.89 Интенсивность в фокусе, измеренная с помощью СБОМ Ntegra Spectra: 2D распределение интенсивности (а) и профили интенсивности вдоль y - (б) и x -осей (с). Кресты – экспериментальные данные, линия – интерполяция с помощью кубического сплайна

Из сравнения рис. 3.89 и рис. 3.90 видно, что круглое фокусное пятно имеет размер больший ($\text{FWHM}_x = (0,47 \pm 0,02)\lambda$), чем минимальный размер эллиптического фокусного пятна ($\text{FWHM}_x = 0,42\lambda$).

В данном параграфе теоретически и экспериментально исследуется ЗП Френеля из хрома на кварцевом стекле, которая позволяет фокусировать линейно поляризованное излучение в пятно с шириной по полуспаду интенсивности менее $0,45\lambda$ [373, 374]. Моделирование распространения линейно поляризованного лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 532$ нм выполнялось через рассматриваемую ЗП с помощью FDTD-метода. Было проведено дополнительное исследование характеристик фокусного пятна в зависимости от высоты рельефа, которое показало, что высота рельефа в 60 нм и 80 нм позволяет достичь оптимального соотношения ширины по полуспаду интенсивности и максимальной интенсивности фокусного пятна. Представлены результаты численного эксперимента по фокусировке излучения с помощью изготовленной ЗП, высота рельефа которой составила 67,5 нм (погрешность измерений 5%).

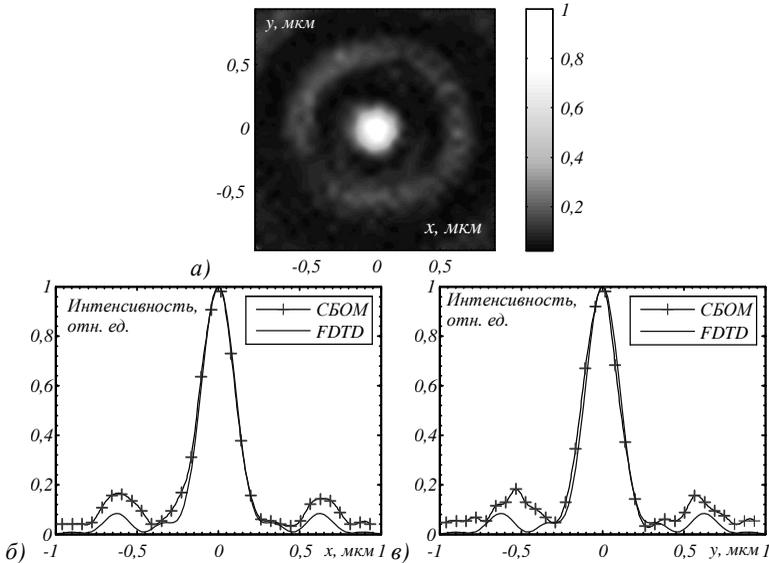


Рис. 3.90 Интенсивность в фокусе, измеренная с помощью СБОМ Ntegra Spectra: 2D распределение интенсивности (a) и профили интенсивности вдоль y - (b) и x -осей (c). Кресты – экспериментальные данные (SNOM), линия – расчет с помощью FDTD-метода

С использованием сканирующего ближнепольного микроскопа (СБОМ) показано, что ЗП из хрома с высотой рельефа $67,5$ нм, диаметром $5,2$ мкм и фокусным расстоянием λ фокусирует линейно поляризованный Гауссов пучок в эллиптическое пятно с декартовыми диаметрами $\text{FWHM}_x=0,42\lambda$ и $\text{FWHM}_y=0,64\lambda$, где λ – длина волны света. Это на 15% больше, чем размеры пятна, полученные с помощью моделирования: $\text{FWHM}_x=0,387\lambda$, $\text{FWHM}_y=0,5\lambda$. При фокусировке излучения с круговой поляризацией формируется круглое фокусное пятно с размерами по осям $\text{FWHM}_x=(0,47\pm 0,02)\lambda$ и $\text{FWHM}_y=(0,48\pm 0,02)\lambda$. В последнем случае экспериментальные значения почти не отличаются от размера фокусного пятна, полученного с помощью моделирования ($\text{FWHM}=0,46\lambda$).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В качестве заключения приведем краткий обзор современных работ по оптическим компонентам с метаповерхностью. В последние годы в оптике изучаются плоские бинарные компоненты микрооптики толщиной меньше длины волны, состоящие из набора субволновых элементов (столбиков, щелей, отрезков, решёток) из металла или полупроводника, которые одновременно могут менять поляризацию, амплитуду и фазу падающего лазерного излучения. Такие компоненты фотоники называются компонентами с метаповерхностью (КМП). Обзор по ним можно найти в [326, 327, 375]. Ниже приведены ссылки, которые позволят читателю оценить прогресс и направление текущих исследований в области метаповерхностей. В частности, в ряде работ [376-382] рассматриваются метаповерхности, основанные на графене. В работах [376, 377], метаповерхности, позволяющие управлять фазой и амплитудой отражённого от неё света, реализованы для управления инфракрасным излучением. При этом в [377] показано, что взаимодействие света с тонким слоем графена можно усиливать с помощью субволнового оптического резонатора. В [379] реализована гиперболическая метаповерхность на основе графеновых полосок для терагерцевого излучения и ближнего ИК диапазона. В [380] изучается возбуждение плазмонов в массиве графеновых микролент. Возбуждение плазмонов в графеновом тейпере наблюдалось в [383] методом сканирующей ближнепольной оптической микроскопии. В работе [383] исследуется распространение плазмонов в слое графена, над которым расположен АСМ-зонд, освещаемый светом с длиной волны 11,2 мкм. Фильтры на основе слоев графена и диэлектрика рассмотрены в [385]. Интересны исследования метаповерхностей, по-разному реагирующих на различную поляризацию падающего на них света. Так, например, в [386, 387] метаповерхность используется для возбуждения поверхностных плазмонов, распространяющихся в различных направлениях в зависимости от направления круговой поляризации возбуждающих их света. А в работе [388] опять же в зависимости от направления вращения круговой поляризации слой метаповерхности выступает в качестве собирающей или же рассеивающей линзы. Градиентная метаповерхность, рассмотренная в [389] способна преобразовывать распространяющиеся волны в поверхностные с эффективностью близкой к 100%. А в [390] градиентная метаповерхность используется в качестве линзы, работающей в диапазоне длин волн от 750 нм до 950 нм. В работе [391] одномерная металлическая решётка (простейшая метаповерхность) используется для управления поверхностными плазмонами. Численно показано, что одна и та же решётка с периодом 120 нм, шириной

ступеньки 60 нм и высотой 80 нм, освещаемая светом с различной длины волны формирует плазмоны, по-разному распространяющиеся: можно наблюдать явление негативной рефракции, обычной дифракции и нерасходящейся волны. Метаповерхности, основанные на V-образных антеннах описаны в работах [392, 393]. В [392] рассмотрена двухслойная метаповерхность, работающая на пропускание в видимом диапазоне длин волн. Исследуемая метаповерхность состояла из слоя V-образных антенн из золота и золотой пленки с V-образными отверстиями, дополняющими антенны в соответствии с принципом Бабинэ. Характерный размер антенны был равен 150 нм, а разделены два золотых слоя были слоем водород-силесквиоксана толщиной 100 нм. Ультратонкая голограмма (30 нм), основанная на использовании метаповерхности, рассмотрена в [394]. Голограммы на основе метаповерхности, рассмотренная в [395], создавала изображение размером 330×232 мкм. Отдельный пиксель голограммы представлял собой металлический наностолбик ориентированный в пространстве. Спиновый эффект Холла для фотонов, наблюдаемый в слое метаповерхности, рассмотрен в работе [396]. Метаповерхность, изменяющая свои оптические свойства под воздействием подведенного к ней электрического напряжения, описывается в [397] в зависимости от напряжения удается изменять поглощение в слое метаповерхности на 30%. Метаповерхности являются частным случаем метаматериалов. Эволюция от метаматериала к метаповерхности и далее к отдельным метаустройствам описана в [398].

СПИСОК ИСТОЧНИКОВ

1. **Сойфер, В.А.** Дифракционная нанофотоника и перспективные информационные технологии / В.А. Сойфер // Вестник РАН. – 2014. – Т.84, № 1. – С.11-24.
2. Методы теории систем и преобразований в оптике / О.И. Смокий, В.А. Фабриков. – Ленинград: Наука, 1989. – 312 с.
3. Дифракционная нанофотоника / под. ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2011. – 680 с.
4. Вихревые лазерные пучки / В.В. Котляр, А.А. Ковалев. – Самара: Новая техника, 2012. – 248 с.
5. Дифракционная оптика и нанофотоника / под. ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2014. – 608 с.
6. **Dorn, R.** Sharper focus for a radially polarized light beam / R. Dorn, S. Quabis, G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 233901.
7. **Davidson, N.** High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens / N. Davidson, N. Bokor // Opt. Lett. – 2004. – Vol. 29(12). – P. 1318-1320.
8. **Borghi, R.** Nonparaxial propagation of spirally polarized optical beams / R. Borghi, M. Santarsiero // J. Opt. Soc. Am. A. – 2004. – Vol. 21(10). – P. 2029-2037.
9. **Passilly, N.** Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam / N. Passilly, R.S. Denis, K. Ait-Ameur // J. Opt. Soc. Am. A. – 2005. – Vol. 22(5). – P. 984-991.
10. **Jabbour, T.G.** Vector diffraction analysis of high numerical aperture focused beams modified by two- and three-zone annular multi-phase plates / T.G. Jabbour, S.M. Kuebler // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14(3). – P. 1033-1043.
11. **Kozawa, Y.** Focusing property of a double-ring-shaped radially polarized beam / Y. Kozawa, S. Sato // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31(6). – P. 820-822.
12. **Zhan, Q.** Properties of circularly polarized vortex beams / Q. Zhan // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31(7). – P. 867-869.
13. **Deng, D.** Nonparaxial propagation of radially polarized light beams / D. Deng // J. Opt. Soc. Am. B. – 2006. – Vol. 23(6). – P. 1228-1234.
14. **Salamin, Y.I.** Fields of a radially polarized Gaussian laser beam beyond the paraxial approximation / Y.I. Salamin // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31(17). – P. 2619-2621.
15. **Deng, D.** Propagation of radially polarized elegant light beams / D. Deng, Q. Guo, L. Wu, X. Yang // J. Opt. Soc. Am. B. – 2007. – Vol. 24(3). – P. 636-643.
16. **Grosjean, T.** Smallest lithographic marks generated by optical focusing systems / T. Grosjean, D. Courjon, C. Banier // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32(8). – P. 976-978.
17. **Kozawa, Y.** Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa, S. Sato // J. Opt. Soc. Am. A. – 2007. – Vol. 24(6). – P. 1793-1798.
18. **Lerman, G.M.** Tight focusing of spatial variant vector optical fields with elliptical symmetry of linear polarization / G.M. Lerman, U. Levy // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32(15). – P. 2194-2196.

19. **Yan, S.** Description of a radially polarized Laguerre-Gauss beam beyond the paraxial approximation / S. Yan, B. Yao // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(22). – P. 3367-3369.
20. **Yew, E.Y.S.** Tight focusing radially polarized Gaussian and Bessel-Gauss beams / E.Y.S. Yew, C.J.R. Sheppard // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(23). – P. 3417-3419.
21. **Kalosha, V.P.** Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha, I. Golub // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(24). – P. 3540-3542.
22. **Stadler, J.** Tighter focusing with a parabolic mirror / J. Stadler, C. Stanciu, C. Stupperich, A. J. Meixner // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33(7). – P. 681-683.
23. **Witkowska, A.** All-fiber LP₁₁ mode convertors / A. Witkowska, S.G. Leon-Saval, A. Pham, T.A. Birks // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33(4). – P. 306-308.
24. **Nieminen, T.A.** Forces in optical tweezers with radially and azimuthally polarized trapping beams / T.A. Nieminen, N.R. Heckenberg, H. Rubinsztein-Dunlop // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33(2). – P. 122-124.
25. **Yonezawa, K.** Focusing of radially and azimuthally polarized beams through a uniaxial crystal / K. Yonezawa, Y. Kozawa, S. Sato // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2008. – Vol. 25(2). – P. 468-472.
26. **Ohtaka, Y.** Sidelobe reduction of tightly focused radially higher-order Laguerre-Gaussian beams using annular masks / Y. Ohtaka, T. Ando, T. Inoue, N. Matsumoto, H. Toyoda // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33(6). – P. 617-619.
27. **Sheppard, C.J.R.** Localization measures for high-aperture wave fields based on pupil moments / C.J.R. Sheppard, M.A. Alonso, N.J. Moore // *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* – 2008. – Vol. 10. – P. 033001.
28. **Triandaphilov, Y.R.** Photonic crystal Mikaelian lens / Y.R. Triandaphilov, V.V. Kotlyar // *Opt. Mem. Neur. Net. (Inform. Opt.)*. – 2008. – Vol. 17(1). – P. 1-7.
29. **Minin, I.V.** Investigation of the resolution of phase correcting Fresnel lenses with small values of F/D and subwavelength focus / I.V. Minin, O.V. Minin // *Компьютерная оптика.* – 2006. – Т. 30. – С. 65-68.
30. **Richards, B.** Electromagnetic diffraction in optical systems. II. Structure of the image field in an aplanatic systems / B. Richards, E. Wolf // *Proc. R. Soc. Lond. A.* – 1959. – Vol. 253. – P. 358-379.
31. *Интегралы и ряды. Специальные функции / А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. – М.: Наука, 1983. – 752 с.*
32. **Prather, D.W.** Formulation and application of the finite-difference time-domain method for the analysis of axially symmetric diffractive optical elements / D.W. Prather, S. Shi // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1999. – Vol. 16(5). – P. 1131-1141.
33. **Yee, K.** Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / K. Yee // *IEEE Trans. Antenna and Prop.* – Vol. 14. – 1966. – P. 302-307.
34. **Микаэлян, А.Л.** Использование слоистой среды для фокусировки волн / А.Л. Микаэлян // *Доклады АН СССР.* – 1951. – Т. 81. – С. 569-571.

35. **Котляр, В.В.** Острая фокусировка света радиальной поляризации с помощью микролинз / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2008. – Т. 32, № 2. – С. 155-167.
36. **Veselago, V.G.** Superlens as matching device / V.G. Veselago // <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0501438v1> (19 Jan 2005).
37. **Novotny L.** Principles of nano-Optics / L. Novotny, B. Hecht. – Cambridge Univ. Press., 2006. – 558 p.
38. **Pendry J.B.** Negative refraction makes a perfect lens / J.B. Pendry // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol.85. – P. 3966-3969.
39. **Blaikie R.G.** Imaging through planar silver lenses in the optical near field / R.G. Blaikie, D.O.S. Melville // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2005 – Vol. 7. – P. S176-S183.
40. **Melville D.O.S.** Super-resolution imaging through a planar silver layer / D.O.S. Melville, R.J. Blaikie // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13(6). – P. 2127-2134.
41. **Fang N.** Sub-diffraction limited optical imaging with a silver superlens/ N. Fang, H. Lee, C. Sun, X. Zhang // Science. – 2005. – Vol. 308. – P. 534-537.
42. **Podolskiy V.A.** Near-sighted superlens/ V.A. Podolskiy, E.E. Narimanov // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30(1). – P. 75-77.
43. **Merlin R.** Analytical solution of the almost-perfect-lens problem/ R. Merlin // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol. 84. – P. 1290-1292.
44. **Pendry J.B.** Perfect cylindrical lenses/ J.B. Pendry // Opt. Express. – 2003. – Vol. 11(7). – P. 755-760.
45. **Podolskiy V.A.** Plasmon modes and negative refraction in metal nanowire composites/ V.A. Podolskiy, A.K. Sarychev, V.M. Shalaev // Opt. Express. – 2003. – Vol. 11(7). – P. 735-745.
46. **Shalaev V.M.** Negative index of refraction in optical metamaterials / V.M. Shalaev, W.Cai, V.K. Chettiar, H. Yuan, A.K. Sarychev, V.P. Drachev, A.V. Kildishev // Opt. Lett. – 2005. – Vol. 30(24). – P. 3356-3358.
47. **Berrier A.** Negative refraction at infrared wavelength in a two-dimensional photonic crystal / A.Berrier, M. Mulot, M. Swillo, M. Qiu, L. Thylen, A. Talneau, S. Anand // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 93. – P. 073902.
48. **Govyadinov A.A.** Meta-material photonic funnels for sub-diffraction light compression and propagation / A.A. Govyadinov, V.A. Podolskiy // Phys. Rev. B. – 2003. – Vol. 73(15). – P. 155108.
49. **Wangberg R.** Non-magnetic nano-composites for optical and infrared negative refraction index media / R. Wangberg, J. Elser, E.E. Narimanov, V.A. Podolskiy // J. Opt. Soc. Am. B. – 2006. – Vol. 23(3). – P. 498-505.
50. **Zabin J.** Optical hyperlens: far-field imaging beyond the diffraction limit / J. Zabin, L.A. Alekseyev, E.E. Narimanov // Opt. Express. – 2006. – Vol. 14(18). – P. 8247-8256.
51. **Lin Z.** Far-field optical hyperlens magnifying sub-diffraction-limited object / Z. Lin, H.Lee, Y. Xiong, C.Sun, X. Zhang // Science. – 2007. – Vol. 315. – P. 1686-1688.

52. **Merlin R.** Radiationless electromagnetic interference: evanescent-field lenses and perfect focusing / R. Merlin // *Science*. – 2007. – Vol. 317. – P. 927-929.
53. **Lin H.** Subwavelength imaging opportunities with planar uniaxial anisotropic lenses / H. Lin, Shivanand, K.J. Webb // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33(21). – P. 2568-2570.
54. **A. Husakou** Superfocusing of light below the diffraction limit by photonic crystal with negative refraction / A. Husakou, J. Herrmann // *Opt. Express*. – 2004. – Vol. 12. – P. 6491-6497.
55. **Wang X.** Unrestricted superlensing in a triangular twodimensional photonic crystal / X. Wang, Z.F. Ren, K. Kempa // *Opt. Express*. – 2004. – Vol. 12(13). – P. 2919-2924.
56. **Yang S.** Focusing concave lens using photonic crystals with magnetic materials / S. Yang, C. Hong, H. Yang // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2006. – Vol. 23(4). – P. 956-959.
57. **Matsumoto T.** Focusing of light by negative refraction in a photonic crystal slab superlens on silicon-on-insulator substrate / T. Matsumoto, K. Eom, T. Baba // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31(18). – P. 2786-2788.
58. **Chien H.** Focusing of electromagnetic waves by periodic arrays of air holes with gradually varying radii / H. Chien, C. Chen // *Opt. Express*. – 2006. – Vol. 14(22). – P. 10759-10764.
59. **Wu Q.** Graded negative index lens by photonic crystal / Q. Wu, J.M. Gibbons, W. Park // *Opt. Express*. – 2008. – Vol. 16(21). – P. 16941-16949.
60. **Kozawa Y.** Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism / Y. Kozawa, S. Sato // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30(22). – P. 3063-3065.
61. **Li J.** Generation of radially polarized mode in Yb fiber laser by using a dual conical prism / J. Li, K. Ueda, M. Musha, A. Shirakawa, L. Zhong // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31(20). – P.2969-2971.
62. **Li J.** Convergering-axicon-based radially polarized ytterbium fiber laser and evidence on the mode profile inside the gain filter / J. Li, K. Ueda, M. Musha, A. Shirakawa, Z. Zhang // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(11). – P. 1360-1362.
63. **Yonezawa K.** Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut Nd:YVO₄ crystal / K. Yonezawa, Y.Kozawa, S. Sato // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31(14). – P. 2151-2153.
64. **Mehta A.** Spatially polarizing autocloned elements / A. Mehta, J.D. Brown, P. Srinivasan, R.C. Rumpf, E.G. Jhonson // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(13). – P. 1935-1937.
65. **Levy V.** Engineering space-variant inhomogeneous media for polarization control / V. Levy, C. Tsai, L. Pang, Y. Fainmen // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29(15). – P. 1718-1720.
66. **Lerman G.M.** Generation of a radially polarized light beam using space-variant subwavelength gratings at 1064 nm / G.M. Lerman, V. Lory // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33(23). – P. 2782-2784.
67. **Kotlyar V.V.** Sharp focus area of radially-polarized Gaussian beam by propagation through an axicon / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeev // *Prog. In Electr. Res. C*. – 2008. – Vol. 5. – P. 35-43.

68. **Борн М.** Основы оптики. / М.Борн, Э.Вольф. – М.: Наука, 1973.
69. **Котляр, В.В.** Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксиконов / В.В.Котляр, С.С. Стафеев // Компьютерная оптика. – 2009. – Т.33, № 1. – С.52-60.
70. **Kim, J.K.** Compact all-fiber Bessel beam generator based on hollow optical fiber combined with a hybrid polymer fiber lens / J.K. Kim, J.Kim, Y.Jung, W.Ha, Y.S.Jeong, S.Lee, A.Tunnermann, K.Oh // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34(19) – P. 2973-2975.
71. **Kurt, H.** Limited-diffraction light propagation with axicon-shape photonic crystal / H. Kurt // J. Opt. Soc. Am. B. – 2009. – Vol. 26(5) – P. 981-986.
72. **Chen, W.** Realization of an evanescent Bessel beam via surface Plasmon interference excited by a radially polarized beam / W. Chen, Q.Zhan // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34(6). – P.722-724.
73. **Watanabe, K.** Localized surface plasmon microscope with an illumination system employing a radially polarized zero-order Bessel beam / K.Watanabe, G. Terakedo, H. Kano // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34(8). – P.1180-1182.
74. **Fu, Y.** Hybrid Au-Ag subwavelength metallic structures with variant periods for superfocusing / Y.Fu, W.Zhan // J. Nanophotonics. – 2009. – Vol. 3. – P. 033504.
75. **Fu, Y.** Experimental study of plasmonic structures with variant periods for subwavelength focusing: analysis of characterization errors / Y. Fu, R.G. Mote, Q.Wang, W.Zhou // J. Mod. Opt. – 2009. – Vol. 56(14). – P. 1550-1556.
76. **Wei, P.** Focusing subwavelength light by using nanoholes in a transparent thin film / P.We, W.Chang, K.Lee, E.Lin // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34(12). – P. 1867-1869.
77. **Schonbrun, E.** Scanning microscopy using a short-focal-length Fresnel zone plate / E. Schonbrun, W.N.Ye, E.B.Crozier // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34(4) – P. 228-2230.
78. **Wu D.** High numerical aperture arrays of close packing / D. Wu, S. Wu, L. Niu, Q. Chen, R. Wang, J. Song, H. Fang, H. Sun // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 98. – P. 031109.
79. **Chen K.** Focusing of light beyond the diffraction limit of half the wavelength / K. Chen // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35(22). – P. 3763-3765.
80. **Vahimaa, P.** Electromagnetic analysis of nonparaxial Bessel beams generated by diffractive axicon / P.Vahimaa, V. Kettunen, M.Knittinm, J.Turunen // J. Opt. Soc. Am. A. – 1997. – Vol. 4(8). – P. 1817-1824.
81. **Kizuka, T.** Characteristics of a laser beam spot focused by a binary diffractive axicon / T. Kizuka, M. Yamanchi, Y.Matsuoka // Opt. Eng. – 2008. – Vol. 45(5). – P. 053401.
82. **Kotlyar V.V.** Sharply focusing a radially polarized laser beam using a gradient Mikaelian's microlens / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // Opt. Commun. – 2009. – Vol. 282(4). – P. 459-464.
83. **Котляр, В.В.** Субволновая фокусировка с помощью бинарного микроаксикона с периодом 800 нм / В.В. Котляр, С.С. Стафеев, М.И. Шанина, А.А. Морозов, В.А. Сойфер, Л. О'Фаолейн // Компьютерная оптика. – 2011. – Т.35, № 1. – С. 4-10.

84. **Kotlyar, V.V.** Tight focusing with a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, L.O'Faolain, V.A. Soifer // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(16). – P.3100-3102.
85. **Lim, C.S.** Microlens array fabrication by laser interference lithography for super-resolution surface nanopatterning / C.S. Lim, M.H. Hong, Y. Lin, Q. Xie, B.S. Luk'yanchuk, A. Senthil Kumar, M. Rahman // *Appl. Phys. Lett.* – 2006. – Vol. 89. – P. 191125.
86. **Terris, B.D.** Near-field optical data storage / B.D. Terris, H.J. Mamin, D. Rugar // *Appl. Phys. Lett.* – 1996. – Vol. 68. – P. 141.
87. **Grosjean, T.** Smallest focal spots / T. Grosjean, D. Courjon // *Opt. Commun.* – 2007. – Vol. 272. – P. 314-319.
88. **Youngworth, K.S.** Focusing of high numerical aperture cylindrical vector beams / K.S. Youngworth, T.G. Brown // *Opt. Express.* – 2000. – Vol. 7. – P. 77-87.
89. **Debay, P.** Das Verhalten von Lichtwellen in der Nähe eines Brennpunktes oder einer Brennlinie / P. Debay // *Ann. d. Phys.* – 1909. – Vol. 335(14). – P. 755-776.
90. **Taflove, A.** Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time Domain Method / A. Taflove, S.C. Hagness. – Artech House, 2000. – 852 p.
91. **Fu, Y.** Experimental investigation of superfocusing of plasmonic lens with chirped circular nanoslits / Y. Fu, Y. Liu, X. Zhou, Z. Xu, F. Fang // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 3438-3443.
92. **Fu, Y.** Plasmonic microzone plate: Superfocusing at visible regime / Y. Fu, W. Zhou, L.E.N. Lim, C.L. Du, X.G. Luo // *Appl. Phys. Lett.* – 2007. – Vol. 91. – P. 061124.
93. **Mote, R.G.** Near-field focusing properties of zone plates in visible regime – New insights / R.G. Mote, S.F. Yu, B.K. Ng, W. Zhou, S.P. Lau // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16. – P. 9554-9564.
94. **Lopez, L.C.** Vectorial diffraction analysis of near-field focusing of perfect black Fresnel zone plates under various polarization states / L.C. Lopez, M.P. Molina, P.A. Gonzalez, S.B. Escarre, A.F. Gil, R.F. Madrigal, A.M. Cases // *J. Lightwave Technol.* – 2011. – Vol. 29. – P. 822-829.
95. **Mote, R.G.** Subwavelength focusing behavior of high numerical-aperture phase Fresnel zone plates under various polarization states / R.G. Mote, S.F. Yu, W. Zhou, X.F. Li // *Appl. Phys. Lett.* – 2009. – Vol. 95. – P. 191113.
96. **Zhan, Q.** Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q.Zhan // *Advances in Optics and Photonics.* – 2009. – Vol. 1. – P. 1–57.
97. **Стафеев, С.С.** Сравнительное моделирование двумя методами острой фокусировки зонной пластинкой / С.С. Стафеев, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2011. – Т.35, № 3. – С. 305-310.
98. **Mote, R.G.** Experimental demonstration of near-field focusing of a phase micro-Fresnel zone plate (FZP) under linearly polarized illumination / R.G. Mote, S.F. Yu, A. Kumar, W. Zhou, X.F. Li // *Appl. Phys. B.* – 2011. – Vol. 102. – P. 95-100.
99. **Kim, H.C.** High efficient optical focusing of a zone plate composed of metal/dielectric multilayer / H.C. Kim, H. Ko, M. Cheng // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17. – P. 3078-3083.

100. **Стафеев, С.С.** Субволновая фокусировка с помощью зонной пластинки Френеля с фокусным расстоянием 532нм / С.С. Стафеев, Л. О'Фаолеин, М.И. Шанина, В.В. Котляр, В.А. Соيفер // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 4. – С. 460-461.
101. **Karrai, K.** Enhanced reflectivity contrast in confocal solid immersion lens microscopy / K. Karrai, X. Lorenz, L. Novotny // Appl. Phys. Lett. – 2000. – Vol. 77(21). – P. 3459-3461.
102. **Ippolito, S.B.** High spatial resolution subsurface microscopy / S.B. Ippolito, B.B. Goldberg, M.S. Unlu // Appl. Phys. Lett. – 2001. – Vol. 78(26). – P. 4071-4073.
103. **Liu, Y.** Far-field superfocusing with an optical fiber based surface plasmonic lens made of nanoscale concentric annular slits / Y. Liu, H. Xu, F. Stief, N. Zhitenev, M. Yu // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19(21). – P. 20233-20243.
104. **Gordon, R.** Proposal for superfocusing at visible wavelength using radiationless interference of a plasmonic array / R. Gordon // Phys. Rev. Lett. – 2009. – Vol. 102. – P. 207402.
105. **Chen, K.R.** Beyond-limit light focusing in the intermediate zone / K.R. Chen, W.H. Chu, H.C. Fang, C.P. Liu, C.H. Huang, H.C. Chui, C.H. Chuang, Y.L. Lo, C.Y. Lin, H.H. Hwang, A.Y.-G. Fuh // Opt. Lett. – 2011. – Vol. 36(23). – P. 4497-4499.
106. **Хонина, С.Н.** Расчет дифракции линейно-поляризованного ограниченного пучка с постоянной интенсивностью на высокоапертурных бинарных микроаксиконах в ближней зоне / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, С.Г. Волотовский, А.А. Ковалев // Компьютерная оптика. – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 443-460.
107. **Хонина, С.Н.** Экспериментальное исследование дифракции линейно-поляризованного гауссова пучка на бинарных микроаксиконах с периодом близким к длине волны / С.Н. Хонина, Д.В. Нестеренко, А.А. Морозов, Р.В. Скиданов, И.А. Пустовой // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 1. – С. 11-21.
108. **Безус, Е.А.** Формирование интерференционных картин затухающих электромагнитных волн для наноразмерной литографии с помощью волноводных дифракционных решёток / Е.А. Безус, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский // Квантовая электроника. – 2011. – Т. 41, № 8. – С. 759-764.
109. **Котляр, В.В.** Моделирование фокусировки линейно-поляризованного света с помощью субволнового бинарного аксикона / В.В. Котляр, С.С. Стафеев, А.А. Ковалёв, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 2. – С. 183-189.
110. **Jia, B.** Near-field visualization of focal depth modulation by step corrugated plasmonic slits / B. Jia, H. Shi, J. Li, Y. Fu, C. Du, M. Gu // Appl. Phys. Lett. – 2009. – Vol. 94. – P. 151912.
111. **Yu, Y.** Effect of lens size on the focusing performance of plasmonic lenses and suggestions for the design / Y. Yu, H. Zappe // Opt. Express. – 2011. – Vol. 19(10). – P. 9434-9444.
112. **Ye, J.-S.** Long-focal-depth cylindrical microlens with flat axial intensity distributions / J.-S. Ye, G.-A. Mei, X.-H. Zheng, Y. Zhang // J. Mod. Opt. – 2012. – Vol. 59(1). – P. 90-94.

113. **Huang, K.** Realization of a subwavelength focused spot without a longitudinal field component in a solid immersion lens-based system / K. Huang, Y. Li // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(18). – P. 3536-3538.
114. **Yuan, G.H.** Nondiffracting transversally polarized beam / G.H. Yuan, S.B. Wei, X.-C. Yuan // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(17). – P. 3479-3481.
115. **Li, X.** Superresolution-focal-volume induced 3.0 Tbytes/disk capacity by focusing a radially polarized beam / X. Li, Y. Cao, M. Gu // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(13). – P. 2510-2512.
116. **Lin, J.** Achievement of longitudinally polarized focusing with long focal depth by amplitude modulation / J. Lin, K. Yin, Y. Li, J. Tan // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(7). – P. 1185-1187.
117. **Lin, H.** Generation of an axially super-resolved quasi-spherical focal spot using an amplitude-modulated radially polarized beam / H. Lin, B. Jia, M. Gu // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(13). – P. 2471-2473.
118. **Kotlyar, V.V.** Modeling the sharp focus of a radially polarized laser mode using a conical and a binary microaxicon / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2010. – Vol. 27(10). – P. 1991-1997.
119. **Martin, J.** Plain Intense Bessel-like beams arising from pyramid-shaped microtips / J. Martin, J. Proust, D. Gérard, J.-L. Bijeon, J. Plain // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37(7). – P. 1274-1276.
120. **De Angelis, F.** Breaking the diffusion limit with super-hydrophobic delivery of molecules to plasmonic nanofocusing SERS structures / F. De Angelis, F. Gentile, F. Mecarini, G. Das, M. Moretti, P. Candeloro, M.L. Coluccio, G. Cojoc, A. Accardo, C. Liberale, R. P. Zaccaria, G. Perozziello, L. Tirinato, A. Toma, G. Cuda, R. Cingolani, E. Di Fabrizio // *Nature Photonics.* – 2011. – Vol. 5. – P. 682-687.
121. **Rogers, E.T.F.** A super-oscillatory lens optical microscope for subwavelength imaging / E.T.F. Rogers, J. Lindberg, T. Roy, S. Savo, J.E. Chad, M.R. Dennis, N.I. Zheludev // *Nature Materials.* – 2012. – Vol. 11. – P. 432-435.
122. **Новотный, Л.** Основы нанооптики / Л. Новотный, Б. Хехт. – М.: Физматлит, 2011. – 484 с.
123. **Michalski, K.A.** Complex image method analysis of a plane wave-excited subwavelength circular aperture in a planar screen / K.A. Michalski // *Prog. Electromag. Res. B.* – 2011. – Vol. 27. – P. 253-272.
124. **Wu, J.H.** Modeling of near-field optical diffraction from a subwavelength aperture in a thin conducting film / J.H. Wu // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(17). – P. 3440-3442.
125. **Котляр, В.В.** Симметрия интенсивности и потока мощности субволнового фокусного пятна / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, С.С. Стафеев // *Компьютерная оптика.* – 2012. – Т.36, № 2. – С. 190-198.
126. **Kotlyar, V.V.** Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for the linear polarized light / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, Y. Liu, L. O'Faolain, A.A. Kovalev // *Appl. Opt.* – 2013. – Vol. 52(3). – P. 330-339.
127. **Wang, J.** Subwavelength Focusing Using Plasmonic Wavelength-Launched Zone Plate Lenses / J. Wang, W. Zhou, E.-P. Li, D.H. Zhang // *Plasmonics.* – 2011. – Vol. 6. – P. 269-272.

128. **Хонина, С.Н.** Острая фокусировка лазерного излучения с помощью двухзонного аксиального микроэлемента / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев, А.В. Устинов // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37. – С. 160-169.
129. **Li, X.** Optical analysis of nanoparticles via enhanced backscattering facilitated by 3-D photonic nanojets / X. Li, Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13. – P. 526-533
130. **Heifetz, A.** Photonic Nanojets / A. Heifetz, S.-C. Kong, A.V. Sahakian, A. Taflove, V. Backman // J. Comput. Theor. Nanosci. – 2009. – Vol. 6. – P. 1979-1992
131. **Wang, T.** Subwavelength focusing by a microsphere array / T. Wang, C. Kuang, X. Hao, X. Liu // J. Opt. – 2011. – Vol. 13. – P. 035702.
132. **Fang, W.** Subwavelength focusing of light by a tapered microtube / J. Fu, H. Dong, W. Fang // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 97. – P. 041114.
133. **Lerman, G.M.** Demonstration of nanofocusing by the use of plasmonic lens illuminated with radially polarized light. / G.M. Lerman, A. Yanai, U. Levy // Nano Lett. – 2009. – Vol. 9. – P. 2139-2143.
134. **Jia, B.** Direct observation of a pure focused evanescent field of a high numerical aperture objective lens by scanning near-field optical microscopy / B. Jia, X. Gan, M. Gu // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 86. – P. 131110.
135. **Дегтярев, С.А.** Моделирование прохождения острогофокусированного излучения через зонды различной конфигурации / С.А. Дегтярев, С.Н. Хонина, Д.Л. Скуратов // Вестник Самарского государственного аэрокосмического университета имени академика С. П. Королёва (национального исследовательского университета). – 2012. – Т. 35, № 4. – С. 204-208.
136. <http://optics.synopsys.com/rsoft/rsoft-passive-device-fullwave.html>
137. **Стафеев, С.С.** Особенности измерения субволнового фокусного пятна ближнепольным микроскопом / С.С. Стафеев, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 3. – С.332-340.
138. **Stafeev, S.S.** Subwavelength focusing of laser light by microoptics S.S. Stafeev, V.V. Kotlyar, L. O'Faolain // J. Mod. Opt. – 2013. – Vol. 60(13). – P. 1050-1059.
139. **Lu, Y.F.** Laser Writing of a Subwavelength Structure on Silicon (100) Surfaces with Particle-Enhanced Optical Irradiation / Y.F. Lu, L. Zhang, W.D. Song, Y.W. Zheng, B.S. Luk'yanchuk // JETP Lett. – 2000. – Vol. 72(9). – P. 457-459.
140. **McLeod, E.** Subwavelength direct-write nanopatterning using optically trapped microspheres / E. McLeod, C.B. Arnold // Nature Nano. – 2008. – Vol. 3. – P. 413-417.
141. **Ferrand, P.** Direct imaging of photonic nanojets / P. Ferrand, J. Wenger, A. Devilez, M. Pianta, B. Stout, N. Bonod, E. Popov, H. Rigneault // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16(10). – P.6930-6940.
142. **Kong, S.-C.** Quasi one-dimensional light beam generated by a graded-index microsphere/ S.-C. Kong, A. Taflove, V. Backman // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17(5). – P. 3722-3731.
143. **Devilez, A.** Three-dimensional subwavelength confinement of light with dielectric microspheres/ A. Devilez, N. Bonod, J. Wenger, D. Gérard, B. Stout, H. Rigneault, E. Popov // Opt. Express. – 2009. – Vol. 17(4). – P. 2089-2094.

144. **Chen, Z.** Photonic nanojet enhancement of backscattering of light by nanoparticles: a potential novel visible-light ultramicroscopy technique / Z. Chen, A. Taflove, V. Backman // *Opt. Express.* – 2004. – Vol. 12(7). – P. 1214-1220.
145. **McCloskey, D.** Low divergence photonic nanojets from Si₃N₄ microdisks // *D. McCloskey, J.J. Wang, J.F. Donegan // Opt. Express.* – 2012. – Vol. 20(1). – P. 128-140.
146. **Котляр, В.В.** Субволновая локализация света в волноводных структурах / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, Я.О. Шуюпова, А.Г. Налимов, В.А. Соيفер // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 2. – С. 169-186.
147. **Kotlyar, V.V.** Curved laser microjet in near field / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, S.S. Stafeev // *Appl. Opt.* – 2013. – Vol. 52(18). – P. 4131-4136.
148. **Котляр, В.В.** Фотонные струи, сформированные квадратными микроступеньками / В.В. Котляр, С.С. Стафеев, А.Ю. Фельдман // *Компьютерная оптика.* – 2014. – Т. 38, № 1. – С. 72-80.
149. **Kotlyar, V.V.** Photonic nanojets generated using square-profile microsteps / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A. Feldman // *Appl. Opt.* – 2014. – Vol. 53(24). – P. 5322-5329.
150. **Thongrattanasiri, S.** Hypergratings: nanophotonics in planar anisotropic metamaterials / S. Thongrattanasiri, V.A. Podolskiy // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34(7). – P. 890-892.
151. **Webb, K.J.** Subwavelength imaging with a multilayer silver film structure / K.J. Webb, M. Yang // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31(14). – P. 2130-2132.
152. **Liu, H.** Subwavelength imaging with nonmagnetic anisotropic bilayers / H. Liu, Shivanand, K.J. Webb // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34(14). – P. 2243-2245.
153. **Casse, B.D.F.** Imaging with subwavelength resolution by a generalized superlens at infrared wavelengths / B.D.F. Casse, W.T. Lu, R.K. Banyal, Y.J. Huang, S. Selvarasah, M.R. Dokmeci, C.H. Perry, S. Sridhar // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34(13). – P. 1994-1996.
154. **Tsukerman, I.** Superfocusing by nanoshells / I. Tsukerman // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34(7). – P. 1057-1059.
155. **Ingrey, P.C.** Perfect lens with not so perfect boundaries / P.C. Ingrey, K.I. Hopcraft, O. French, E. Jakeman // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34(7). – P. 1015-1017.
156. **Ray, E.A.** Simple demonstration of visible evanescent-wave enhancement with far-field detection / E.A. Ray, M.J. Hampton, R. Lopez // *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34(13). – P. 2048-2050.
157. **Cao, Z.** Exact analytical method for planar optical waveguides with arbitrary index profile / Z. Cao, Y. Jiang, Q. Shen, X. Dou, Y. Chen // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1999. – Vol. 16(9). – P. 2209-2212.
158. **Chung, M.** General eigenvalue equations for optical planar waveguides with arbitrarily graded-index profiles / M. Chung, C. Kim // *J. Lightwave Techn.* – 2000. – Vol. 18(6). – P. 878-885.
159. **Миллер, У.** Симметрия и разделение переменных / У. Миллер – М.: Мир, 1981. – 342 с.

160. **Корн, Г.** Справочник по математике / Г. Корн, Т. Корн – М.: Наука, 1968. – 720 с.
161. **Триандафилов, Я.Р.** Фотонно-кристаллическая линза Микаэляна / Я.Р. Триандафилов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2007. – Т. 31, № 3. – С. 27-31.
162. **He, J.** Wavelength switchable semiconductor laser using half-wave V-coupled cavities / J. He, D. Liu // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16(6). – P. 3896-3911.
163. **Lin, X.** Design and analysis of 2x2 half-wave waveguide couplers / X. Lin, D. Liu, J. He // Appl. Opt. – 2009. – Vol. 48(25). – P. F18-F23.
164. **Котляр, В.В.** Преобразование Абеля в задачах синтеза градиентных оптических элементов / В.В. Котляр, А.С. Мелехин // Компьютерная оптика. – 2001. – Т. 22. – С. 29-36.
165. **Котляр, В.В.** Преобразование Абеля для расчета градиентных оптических элементов со сферически-симметричным распределением показателя преломления / В.В. Котляр, А.С. Мелехин // Компьютерная оптика. – 2002. – Т. 24. – С. 48-52.
166. **Котляр, В.В.** Расчет обобщенных линз «рыбий глаз» Максвелла и Итона-Липмана / В.В. Котляр, А.С. Мелехин // Компьютерная оптика. – 2002. – Т. 24. – С. 53-57.
167. **Котляр, В.В.** Градиентные элементы микрооптики для достижения сверхразрешения / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 4. – С. 369-378.
168. **Minin, I.V.** Subwavelength diffractive photonic crystal lens / I.V. Minin, O.V. Minin, Y.R. Triandafilov, V.V. Kotlyar // Prog. Electromag. Res. B. – 2008. – Vol. 7. – P. 257-264.
169. **Kotlyar, M.I.** Photonic crystal lens for coupling two waveguides / M.I. Kotlyar, Y.R. Triandafilov, A.A. Kovalev, V.A. Soifer, M.V. Kotlyar, L. O'Faolain // Appl. Opt. – 2009. – Vol. 48(19). – P. 3722-3730.
170. **Epstein, P.S.** Reflection of waves in an inhomogeneous absorbing medium / P.S. Epstein // Proc Natl Acad Sci USA. – 1930. – Vol. 16. – P. 627-237.
171. **Rawson, E.G.** Analysis of refractive index distributions in cylindrical, gradient-index glass rods used as image relays / G. Rawson, D.R. Herriott, J. MacKenne // Appl. Opt. – 1970. – Vol. 3(3). – P. 753-759.
172. **Bao, C.** Gradient-index tapered hyperbolic second planar waveguide for focusing, collimation and beam-size control / G. Rawson, D.R. Herriott, J. MacKenne // J. Opt. Soc. Am. A. – 1997. – Vol. 14(8). – P. 1754-1759.
173. **Linares, J.** Optical propagator in a graded-index medium with a hyperbolic secant refractive-index profile / J. Linares, C. Gomez-Reino // Appl. Opt. – 1994. – Vol. 33(16). – P. 3427-3431.
174. **Streifer, W.** Scalar analysis of radially inhomogeneous guiding media / W. Streifer, C.N. Kurz // J. Opt. Soc. Am. – 1967. – Vol. 57(6). – P. 779-786.
175. **Kornhauser, E.T.** Modal solution of a point source in a strongly focusing medium / E.T. Kornhauser, W. Streifer, C.N. Kurz // Radio Sci. – 1967. – Vol. 2. – P. 299-310.

176. **Silberberg, Y.** Modal treatment of an optical filter with a modified hyperbolic secant index distribution / Y. Silberberg, V. Levy // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 1979. – Vol. 69(7). – P. 960-963.
177. **Duin, van C.A.** TM-modes in a planar optical waveguide with a graded index of the symmetric Epstein type / C.A. van Duin, J. Boersma, F.W. Sluijter // *Wave Motion.* – 1986. – Vol. 8(2). – P. 175-190.
178. **Hewak, D.W.** Solution deposited optical waveguide lens / D.W. Hewak, J.W.Y. Lit // *Appl. Opt.* – 1989. – Vol. 28(19). – P. 4190-4198.
179. **Rivas-Moscoso, J.M.** Focusing of light by zone plates in selfoc gradient-index lenses / J.M. Rivas-Moscoso, D. Nieto, C. Gomez-Reino, C.R. Fernandez-Pousa // *Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 28(22). – P. 2180-2182.
180. **Rivas-Moscoso, J.M.** Hybrid refractive-diffractive-gradient-index superresolving focusing device / J.M. Rivaz-Moscoso, C.R. Fernandez-Pousa, C. Gomez-Reino // *Appl. Opt.* – 2008. – Vol. 47(22). – P. E68-E75.
181. **М. Адамс.** Введение в теорию оптических волноводов, М., Мир, 1984.
182. **Справочник по специальным функциям / под ред. М. Абрамовица, И. Стигана.** – М., Наука, 1979.
183. **Brambilla, G.** Ultra-low-loss optical fiber nantapers / G. Brambilla, V. Finazzi, D.J. Richardson // *Opt. Express* – 2004. – Vol. 12(10). – P. 2258-2263.
184. **Hartung, A.** Limits of light guidance in optical nanofibers / A. Hartung, S. Brueckner, H. Bartelt // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18(4). – P. 3754-3761.
185. **Tong, L.** Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding / A. Hartung, S. Brueckner, H. Bartelt // *Nature.* – 2003. – Vol. 426. – P. 816-818.
186. **Котляр, В.В.** Моды планарного градиентного гиперболического секансного волновода / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, Я.Р. Триандафилов, А.Г. Налимов // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т.34, № 2. – С. 146-155.
187. **Huang, K.** Design of DOE for generating a needle of a strong longitudinally polarized field / K. Huang, P. Shi, X. Kang, X. Zhang, Y. Li // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35(7). – P. 965-967.
188. **Хонина, С.Н.** Управление вкладом компонент векторного электрического поля в фокусе высокоапертурной линзы с помощью бинарных фазовых структур / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 58-68.
189. **Lee, J.Y.** Near-field focusing and magnification through self-assembled nanoscale spherical lenses / J.Y. Lee, B.H. Hong, W.Y. Kim, S.K. Min, Y. Kim, M.V. Jouravlev, R. Bose, K.S. Kim, I.-C. Hwang, L.J. Kaufman, C.W. Wong, P. Kim, K.S. Kim // *Nature.* – 2009. – Vol. 460. – P. 498-501.
190. **Goldstein, D.J.** Resolution in light microscopy studied by computer simulations / D.J. Godstein // *J. Microsc.* – 1992. – Vol. 166. – P. 185-197.
191. **Bouhelier, A.** Plasmon-coupled tip-enhanced near-field optical microscopy / A. Bouhelier, J. Renger, M.R. Beversluis, L. Novotny // *J. Microsc.* – 2003. – Vol. 210. – P. 220-224.

192. **Koklu, F.H.** Subsurface microscopy of integrated circuits with angular spectrum and polarization control / F.H. Koklu, S.B. Ippolito, B.B. Goldberg, M.S. Unlu / *Opt. Lett.* – 2009. – Vol. 34(8). – P. 1261-1263.
193. **Karabacak, D.M.** Diffraction of evanescent waves and nanomechanical displacement detection / D.M. Karabacak, K.L. Ekinici, C.H. Gan, G.J. Gbur, M.S. Ünlü, S.B. Ippolito, B.B. Goldberg, P.S. Carney / *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(13). – P. 1881-1883.
194. **Mason, D.R.** Enhanced resolution beyond the Abbe diffraction limit with wavelength-scale solid immersion lenses / D.R. Mason, M.V. Jouravlev, K.S. Kim / *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35(12). – P. 2007-2009.
195. **Зверев, В.А.** Радиооптика. М.: Сов. Радио, 1975. – 304 с.
196. **Handmer, C.J.** Blazing evanescent grating orders: a spectral approach to beating the Rayleigh limit / C.J. Handmer, C. Martijn de Sterke, R.C. McPhedran, L.S. Botten, M.J. Steel, A. Rahmani / *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35 (17). – P. 2846-2848.
197. **Thongrattanasiri, S.** Analytical technique for subwavelength far field imaging / S. Thongrattanasiri, N.A. Kuhta, M.D. Escarra, A.J. Hoffman, C.F. Gmachl, V.A. Podolskiy / *App. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97. – P. 101103.
198. **Котляр, В.В.** Механизм сверхразрешения в планарной гиперболической секансной линзе / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, А.Г. Налимов, Я.П. Триандафилов // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 428-435.
199. **Tong, L.** Single-mode guiding properties of subwavelength-diameter silica and wire waveguide / L. Tong, J. Lou, E. Mazur // *Opt. Express.* – 2004. – Vol. 12(6). – P. 1025-1035.
200. **Zhao, C.** Field and dispersion properties of subwavelength-diameter hollow optical fiber / C. Zhao, Z. Tang, Y. Ye, D. Fan, L. Qian, S. Wen, G. Chen // *Opt. Express.* – 2007. – Vol. 15(11). – P. 6629-6634.
201. **Almeida, V.R.** Guiding and confining light in void nanostructure / V.R. Almeida, Q. Xu, C.A. Barrios, M. Lipson // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29(11). – P. 1209-1211.
202. **Xu, Q.** Experimental demonstration of guiding and confining light in nanometer-size low-refractive-index material / Q. Xu; V.R. Almeida, R.R. Panepucci, M. Lipson // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29(14). – P. 1626-1628.
203. **Fujisawa, T.** Polarization-independent optical directional coupler based on slot waveguides / T. Fujisawa, M. Koshiba // *Opt. Lett.* – 2006. – Vol. 31(1). – P. 56-58.
204. **Andersen, P.A.** High confinement in silicon slot waveguides with sharp bends / P.A. Andersen, B.S. Schmidt, M. Lipson / *Opt. Express.* – 2006. – Vol. 14(20). – P. 9197-9202.
205. **Prakash, K.** Monolithic 3-D Silicon Photonics / K. Prakash, T. Inducuri, B. Jalali // *J. Lightwave Technol.* – 2006. – Vol. 24(4). – P. 1796-1804.
206. **Rabiei, P.** Polymer Micro-Ring Filters and Modulators / P. Rabiei, W.H. Steier, C. Zhang, L.R. Dalton // *J. Lightwave Technol.* – 2002. – Vol. 20(11). – P. 1968-1975.
207. **Xu, Q.** Micrometer-scale all-optical wavelength converter on silicon / Q. Xu, V.R. Almeida, M. Lipson // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30(20). – P. 2733-2735.

208. **Niehusmann, J.** Ultrahigh-quality-factor silicon-on-insulator microring resonator / J. Niehusmann, A. Vörckel, P.H. Bolivar, T. Wahlbrink, W. Henschel, H. Kurz // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29(24). – P. 2861-2863.
209. **Xu, Q.** All-optical logic based on silicon micro-ring resonators / Q. Xu, M. Lipson // *Opt. Express.* – 2007. – Vol. 15(3). – P. 924-929.
210. **Xia, F.** Mode conversion losses in silicon-on-insulator photonic wire based race-track resonators / F. Xia, L. Sekaric, Y. Vlasov // *Opt. Express.* – 2006. – Vol. 14(9). – P. 3872-3886.
211. **Chen, L.** Compact bandwidth-tunable microring resonators / L. Chen, N. Sherwood-Droz, M. Lipson // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(22). – P. 3361-3363.
212. **Fietz, C.** Simultaneous fast and slow light in microring resonators / C. Fietz, G. Shvets // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 3480-3482.
213. **Krioukov, E.** Sensor based on an integrated optical microcavity / E. Krioukov, D. Klunder, A. Driessen, J. Greve, C. Otto // *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 27. – P. 512-514.
214. **Rukhlenko, I.** Analytical study of optical bistability in silicon ring resonators / I. Rukhlenko, M. Premaratne, G. Agrawal // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35. – P. 55-57.
215. **Takahara, J.** Guiding of a one-dimensional optical beam with nanometer diameter / J. Takahara, S. Yamagishi, H. Taki, A. Morimoto, T. Kobayashi // *Opt. Lett.* – 1997. – Vol. 22. – P. 475-477.
216. **Quinten, M.** Electromagnetic energy transport via linear chains of silver nanoparticles / M. Quinten, A. Leitner, J. Krenn, F. Ausseleg // *Opt. Lett.* – 1998. – Vol. 23. – P. 1331-1333.
217. **Wang, B.** Surface plasmon polariton propagation in nanoscale metalgap waveguides / B. Wang, G. Wang // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29. – P. 1992-1994.
218. **Pile, D.** Channel plasmon-polariton in atriangular groove on a metal surface / D. Pile, D. Gramotnev // *Opt. Lett.* – 2004. – Vol. 29. – P. 1069-1071.
219. **Pile, D.** Plasmonic subwavelength waveguides: next to zero losses at sharp bends / D. Pile, D. Gramotnev // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30. – P. 1186-1188.
220. **Lee, T.** Subwavelength light bending by metal slit structures / T. Lee, S. Gray // *Opt. Express.* – 2005. – Vol. 13. – P. 9652-9659.
221. **Liu, L.** Novel surface plasmon waveguide for high integration / L. Liu, Z. Han, S. He // *Opt. Express.* – 2005. – Vol. 13. – P. 6645-6650.
222. **Matsuzaki, Y.** Characteristics of gap plasmon waveguide with stub structures / Y. Matsuzaki, T. Okamoto, M. Haraguchi, M. Fukui, M. Nakagaki // *Opt. Express.* – 2008. – Vol. 16. – P. 16314-16325.
223. **Lin, X.** Tooth-shaped plasmonic waveguide filters with nanometric sizes / X. Lin, X. Huang // *Opt. Lett.* – 2008. – Vol. 33. – P. 2874-2876.
224. **Шуюпова, Я.О.** Расчет мод фотонно-кристаллического световода разными методами / Я.О. Шуюпова, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 27-36.
225. **Leonhardt, O.** Perfect imaging without negative refraction / O. Leonhardt // *New J. Phys.* – 2003. – Vol. 11. – P. 093040.

226. **Xu, Y.** Adiabatic coupling between conventional dielectric waveguides with discrete translational symmetry / Y. Xu, R.K. Lee, A. Yariv // *Opt. Lett.* – 2000. – Vol. 25(10). – P. 755-757.
227. **Mekis, A.** Tapered couplers for efficient interfacing between dielectric and photonic crystal waveguides / A Mekis, J.D. Joannopoulos // *J. Lightwave Technol.* – 2001. – Vol. 19(6). – P. 861-865.
228. **Happ, T.D.** Photonic crystal tapers for ultracompact mode conversion / T.D. Happ, M. Kamp, A. Forchel // *Opt. Lett.* – 2001. – Vol. 26(14). – P. 1102-1104.
229. **Talneau, A.** Low-reflection photonic crystal taper for efficient coupling between guide sections of arbitrary widths / A. Talneau, Ph. Lalanne, M. Agio, C.M. Soukoulis // *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 27(17). – P. 1522-1524.
230. **Almeida, V.R.** Nanotaper for compact mode conversion / V.R. Almeida, R.R. Panepucci, M. Lipson // *Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 28(15). – P. 1302-1304.
231. **Bienstman, P.** Taper structures for coupling into photonic crystal slab waveguides / P. Bienstman, S. Assefa, S.G. Johnson, J.D. Joannopoulos, G.S. Petrich, L.A. Kolodziejski // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2003. – Vol. 20(9). – P. 1817-1821.
232. **MacNab, S.J.** Ultra-low loss photonic integrated circuit with membrane-type photonic crystal waveguide / S.J. MacNab, N. Moll, Y.A. Vlasov // *Opt. Express.* – 2003. – Vol. 11(22). – P. 2927-2939.
233. **Barclay, P.E.** Design of photonic crystal waveguide for evanescent coupling to optical fiber tapers and integration with high-Q cavities / P.E. Barclay, K. Srinivasan, O. Painter // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2003. – Vol. 20(11). – P. 2274-2284.
234. **Orobtcouk, R.** High-efficiency light coupling in a submicrometric silicon-on-insulator waveguide / R. Orobtcouk, A. Layadi, H. Gualous, D. Pascal, A. Koster, S. Laval // *Appl. Opt.* – 2000. – Vol. 39(31). – P. 5773-5777.
235. **Lardenois, S.** Low-loss submicrometer silicon-on-insulator rib waveguides and corner mirrors / S. Lardenois, D. Pascal, L. Vivien, E. Cassan, S. Laval, R. Orobtcouk, M. Heitzmann, N. Bouzaida, L. Mollard // *Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 28(13). – P. 1150-1153.
236. **Taillaert, D.** Grating couplers for coupling between optical fiber and nanophotonic waveguides / D. Taillaert, F. Van Laere, M. Ayre, W. Bogaerts, D. Van Thourhout, P. Bienstman, R. Baets // *Jap. J. Appl. Phys.* – 2006. – Vol. 45(8). – P.6071-6077.
237. **Van Laere, F.** Compact and high efficient grating couplers between optical fiber and nanophotonic waveguides / F. Van Laere, G. Roelkens, M. Ayre, J. Schrauwen, D. Taillaert, D. Van Thourhout, T.F. Krauss, R. Baets // *J. Lightwave Technol.* – 2007. – Vol. 25(1). – P. 151-156.
238. **Bachim, B.L.** Optical fiber-to-waveguide coupling using carbon-dioxide-laser-induced long-period fiber gratings / B.L. Bachim, O.O. Ogunsola, T.K. Gaylord // *Opt. Lett.* – 2005. – Vol. 30(16). – P. 2080-2082.
239. **Prather, D.W.** High-efficiency coupling structure for a single-line-defect photonic crystal waveguide / D.W. Prather, J. Murakowski, S. Shi, S. Venkataraman, A. Sharkawy, C. Chen, D. Pustai // *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 27(18). – P. 1601-1603.

240. **Kim, H.** High efficiency coupling technique for photonic crystal waveguides using a waveguide lens / H. Kim, S.-G. Lee, B.-H. O, S.-G. Park, E.-H. Lee // OSA Technical Digest: Frontiers in optics. – 2003. – MT68.
241. **Corbett, J.C.W.** Coupling starlight into single-mode photonic crystal fiber using a field lens / J.C.W. Corbett, J.R. Allington-Smith // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13(17). – P. 6527-6540.
242. **Michaelis, D.** Micro-optical assisted high-index waveguide coupling / D. Michaelis, C. Wächter, S. Burger, L. Zschiedrich, A. Bräuer // Appl. Opt. – 2006. – Vol. 45(8). – P. 1831-1838.
243. **Kong, G.** Lensed photonic crystal fiber obtained by use of an arc discharge / G. Kong, J. Kim, H.-Y. Choi, J.E. Im, B.-H. Park, U.-C. Paek, B.H. Lee // Opt. Lett. – 2006. – Vol. 31(7). – P. 894-896.
244. **Pokrovsky, A.L.** Lens based on the use of left-handed materials / A.L. Pokrovsky, A.L. Efros // Appl. Opt. – 2003. – Vol. 42(28). – P. 5701-5705.
245. **Fabre, N.** Toward focusing using photonic crystal flat lens / N. Fabre, S. Fasquel, C. Legrand, X. Mélique, M. Muller, M. François, O. Vanbésien, D. Lippens // Opto-electronics Review. – 2006. – Vol. 14(3). – P. 225-232.
246. **Li, C.** Far-field imaging by the Veselago lens made of a photonic crystal / C. Li, M. Holt, A.L. Efros // J. Opt. Soc. Am. B. – 2006. – Vol. 23(3). – P. 490-497.
247. **Li, C.Y.** Imaging by the Veselago lens based upon a two-dimensional photonic crystal with a triangular lattice / C.Y. Li, J.M. Holt, A.L. Efros // J. Opt. Soc. Am. B. – 2006. – Vol. 23(5). – P. 963-968.
248. **Geng, T.** All angle negative refraction with the effective phase index of -1 / T. Geng, T. Lin, S. Zhuang // Chinese Opt. Lett. – 2007. – Vol. 5(6). – P. 361-363.
249. **Asatsume, T.** Aberration reduction and unique light focusing in a photonic crystal negative refractive lens / T. Asatsume, T. Baba // Opt. Express. – 2008. – Vol. 16(12). – P. 8711-8718.
250. **Fabre, N.** Measurement of a flat lens focusing in a 2D photonic crystal at optical wavelength / N. Fabre, L. Lalouat, B. Cluzel, X. Melique, D. Lippens, F. de Fornel, O. Vanbesien // OSA Digest, CLEO/QELS 2008, CTuDD6, CA.
251. **Luan, P.** Photonic crystal lens coupler using negative refraction / P. Luan, K. Chang // Prog. In Electr. Res. – 2007. – Vol. 3(1). – P. 91-95.
252. **Haxha, S.** A novel design of photonic crystal lens based on negative refractive index / S. Haxha, F. AbdelMalek // Prog. In Electr. Res. – 2008. – Vol. 4(2). – P. 296-300.
253. **Lu, Z.** Three-dimensional photonic crystal flat lens by full 3D negative refraction / Z. Lu, S. Shi, C.A. Schuetz, J.A. Murakowski, D.W. Prather // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13(15). – P. 5592-5599.
254. **Lu, Z.** Experimental demonstration of negative refraction imaging in both amplitude and phase / Z. Lu, S. Shi, C.A. Schuetz, D.W. Prather // Opt. Express. – 2005. – Vol. 13(6). – P. 2007-2012.
255. **Pshenay-Severin, E.** Photonic crystal lens for photonic crystal waveguide coupling / E. Pshenay-Severin, C.C. Chen, T. Pertsch, M. Augustin, A. Chipouline, A. Tunnermann // OSA Techn. Digest:CLEO 2006, CThK3.

256. **Hugonin, J.P.** Coupling into slow-mode photonic crystal waveguide / J.P. Hugonin, P. Lalanne, T.P. White, T.F. Krauss // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(18). – P. 2638-2640.
257. **Микаэлян, А.Л.** Применение свойств среды для фокусирования волн / А.Л. Микаэлян // *ДАН СССР.* – 1951.– Том. 81. – С. 2406-2415.
258. **Котляр, В.В.** Фотонно-кристаллическая линза для сопряжения двух планарных волноводов / В.В. Котляр, Я.Р. Триандафилов, А.А. Ковалев, М.И. Котляр, А.В. Волков, Б.О. Володкин, В.А. Соيفер, Л. О'Фелон, Т. Краусс // *Компьютерная оптика.* – 2008. – Т.32, № 4. – С.326-336.
259. **Rajesh, K.B.** Improvement of lens axicon's performance for longitudinally polarized beam generation by adding a dedicated phase transmittance / K.B. Rajesh, Z. Jaroszewicz, P.M. Anbarasan // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18(26). – P. 26799-26805.
260. **Kitamura, K.** Sub-wavelength focal spot with long depth of focus generated by radially polarized, narrow-width annular beam / K. Kitamura, K. Sakai, S. Noda // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18(5). – P. 4518-4525.
261. **Tan, Q.** Diffractive superresolution elements for radially polarized light / Q. Tan, K. Cheng, Z. Zhou, G. Jin // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2010. – Vol. 27(6). – P. 1355-1360.
262. **Налимов, А.Г.** Оптимизация параметров планарной бинарной линзы для видимого диапазона излучения / А.Г. Налимов, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2012.– Т. 36, № 3.– С. 327-332.
263. **Yoon, J.** Subwavelength focusing of light from a metallic slit surrounded by grooves with chirped period / J. Yoon, K. Choi, S.H. Song, G. Lee // *J. Opt. Soc. of Korea*, 2005. - Vol. 9(4). – P. 162-168.
264. **Ma, C.** Focusing light into deep subwavelength using metamaterial immersion lenses / C. Ma, Z. Liu // *Opt. Express.* – 2010. - Vol. 18(5). - P. 4838-4844.
265. **Doerr, C.R.** Circular grating coupler for creating focused azimuthally and radially polarized beams / C.R. Doerr, L.L. Buhl // *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(7). – P. 1209-1211.
266. **Thongrattanasiri, S.** Design of hyper-gratings for far field subwavelength focusing in planar geometry / S. Thongrattanasiri, V.A. Podolsky // *Proceedings of International Quantum Electronics Conference, Baltimore, Maryland, Joint IQEC Poster Session III, 2009.*
267. **Ye, F.** Subwavelength vortical plasmonic lattice solitons / *Opt. Lett.* – 2011. – Vol. 36(7). – P. 1179-1181.
268. **Ishii, S.** Gold Nanoslit Lenses / S. Ishii, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev, K.-P. Chen, V.P. Drachev // *Proceedings of Quantum Electronics and Laser Science Conference, CLEO'2011, Baltimore, Maryland.*
269. **Ren, G.** Off-axis characteristic of subwavelength focusing in anisotropic metamaterials / G. Ren, C. Wang, Z. Zhao, X. Tao, X. Luo // *J. Opt. Soc. Am. B.* –2012. – Vol. 29(11). – P. 3103-3108.
270. **Kurt, H.** Graded index photonic crystals / H. Kurt, D.S. Citrin / *Opt. Express,* – 2007. – Vol. 15. – P. 1240-1252.

271. **Cheng, Z.** Focusing subwavelength grating coupler for mid-infrared suspended membrane waveguide / Z. Cheng, X. Chen, C.Y. Wong, K. Xu, C.K.Y. Fung, Y.M. Chen, H.K. Tsang // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37(7). – P. 1217-1219.
272. **Ren, G.** Subwavelength focusing of light in the planar anisotropic metamaterials with zone plates / G. Ren, Z. Lai, C. Wang, Q. Feng, L. Liu, K. Liu, X. Luo // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18(17). – P. 18151-18157.
273. **Li, G.** Subwavelength focusing using a hyperbolic medium with a single slit / G. Li, J. Li, K.W. Cheah // *Appl. Opt.* – 2011. – Vol. 50(31). – P. G27-G30.
274. **Kotlyar, V.V.** High resolution through graded-index microoptics / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev // *Advances in Optical Technologies*, – 2012. – Vol. 2012. – P. 1-9.
275. **Налимов, А.Г.** Гиперболическая секансная линза со щелью для субволновой фокусировки света / А.Г. Налимов, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2013. – Т. 37, № 1. – С. 19-24.
276. **Nalimov, A.G.** Hyperbolic secant slit lens for subwavelength focusing of light / A.G. Nalimov, V.V. Kotlyar // *Opt. Lett.* – 2013. – Vol. 38(15). – P. 2702-2704.
277. **Kotlyar, V.V.** Hypergeometric modes / V.V. Kotlyar, R.V. Skidanov, S.N. Khonina, V.A. Soifer // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(7). – P. 742-744.
278. **Karimi, E.** Hypergeometric-Gaussian modes / E. Karimi, G. Zito, B. Piccirillo, L. Marrucci, E. Santameto // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 3053-3055.
279. **Kotlyar, V.V.** Family of hypergeometric laser beams / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2008. – Vol. 25(1). – P. 262-270.
280. **Kotlyar, V.V.** Generating hypergeometric laser beams with a diffractive optical elements / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, R.V. Skidanov, S.N. Khonina, J. Turunen // *Appl. Opt.* – 2008. – Vol. 47(32). – P. 6124-6133.
281. **Chen, J.** Production of confluent hypergeometric beam by computer-generated hologram / J. Chen, G. Wang, Q. Xu // *Opt. Eng.* – 2011. – Vol. 50(2). – P. 024201
282. **Bernardo, B.** Data transmission by hypergeometric modes through a hyperbolic-index medium / B. Bernardo, F. Moraes // *Opt. Express.* – 2011. – Vol. 19(2). – P. 11264-11270.
283. **Li, J.** Propagation of confluent hypergeometric beam through uniaxial crystals orthogonal to the optical axis / J. Li, Y. Chen // *Opt. Las. Technol.* – 2012. – Vol. 44. – P. 1603-1610.
284. **Di Falco, A.** Luneberg lens in silicon photonics / A. Di Falco, S.C. Kehr, U. Leonhardt // *Opt. Express.* – 2011. – Vol. 19. – P. 5156–5162.
285. **Zentgrat, T.** Plasmonic Luneberg and Eaton lenses / T. Zentgrat, Y. Liu, M.N. Mikkelsen, J. Valentine, X. Zhang // *Nat. Nanotechn.* – 2011. – Vol. 6. – P. 151–155.
286. **Soifer, V.A.** Graded photonic quasicrystals / P.N. Dyachenko, V.S. Pavlyev, V.A. Soifer // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37(12). – P. 2178-2180.
287. **Kotlyar, V.V.** Subwavelength Focusing with a Mikaelian Planar Lens / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, V.A. Soifer // *Opt. Mem. Neur. Netw. (Inform. Opt.)*. – 2010. – Vol. 19. – P. 273–278.

288. **Котляр, В.В.** Операторное описание параксиальных световых полей / В.В. Котляр, С.Н. Хонина, Я. Ванг // Компьютерная оптика. – 2001. – Т. 21. – С. 45-52.
289. **Mendlovic, D.** Fractional Fourier transform and their optical implementation: I. / D. Mendlovic, H.M. Ozaktas // J. Opt. Soc. Am. A. – 1993. – Vol. 10(9). – P. 1875-1881.
290. **Lohmann, A.W.** Image rotation, Wigner rotation, and the fractional Fourier transform / A.W. Lohmann // J. Opt. Soc. Am. A. – 1993. – Vol. 10(10). – P. 2118-2186.
291. **Хонина, С.Н.** Исследование распространения лазерных пучков в параболическом оптическом волокне с помощью интегрального параксиального оператора / А.С. Стрилец, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2007. – Т. 31, № 4. – С. 33-39.
292. **Dupuis, A.** Guiding in the visible with “colorful” solid-core Bragg fiber / A. Dupuis // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32 – P. 2882-2884.
293. **Котляр, В.В.** Гипергеометрические лазерные пучки в параболическом волноводе / В.В. Котляр, А.А. Ковалёв, А.Г. Налимов // Компьютерная оптика. – 2012. – Т. 36, № 3. – С. 308-315.
294. **Kotlyar, V.V.** Propagation of hypergeometric laser beams in a medium with a parabolic refractive index / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev, A.G. Nalimov // J. Opt. – 2013. – Vol. 15. – P. 125706.
295. **Kotlyar, V.V.** Design of diffractive optical elements modulating polarization / V.V. Kotlyar, O.K. Zalyalov // Optik. – 1996. – Vol. 103(3). – P. 125-130.
296. **Bozom, Z.** Pancharatnam-Berry phase in space-variant polarization-state manipulations with subwavelength gratings / Z. Bozom, V. Kleiner, E. Hasman // Opt. Lett. – 2001. – Vol. 26(18). – P. 1424-1426.
297. **Bozom, Z.** Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings / Z. Bozom, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // Opt. Lett. – 2002. – Vol. 27(5). – P. 285-287.
298. **Niv, A.** Formation of linearly polarized light with axial symmetry by use of space-variant subwavelength gratings / A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // Opt. Lett. – 2003. – Vol. 28(7). – P. 510-512.
299. **Ковалев, А.А.** Аналитическое описание радиально и азимутально поляризованного света и моделирование преобразования поляризации с помощью субволновых ДОЭ / А.А. Ковалев, А.Г. Налимов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 4. – С. 393-400.
300. **Налимов, А.Г.** Отражающий четырёхзонный субволновый элемент микрооптики для преобразования линейной поляризации в радиальную / А.Г. Налимов, Л. О' Фаолейн, С.С. Стафеев, М.И. Шанина, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 229-236.
301. **Li, X.** Super-resolved pure-transverse focal fields with an enhanced energy density through focus of an azimuthally polarized first-order vortex beam / X. Li, P. Venugopalan, H. Ren, M. Hong, M. Gu // Opt. Lett. – 2014. – Vol. 39(20). – P. 5961-5964.

302. **Стафеев, С.С.** Острая фокусировка смешанного линейно-радиально-поляризованного света бинарной микролинзой / С.С. Стафеев, Л. О'Фаолейн, М.И. Шанина, А.Г. Налимов, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 4. – С. 606-613.
303. **Nalimov, A.G.** Four-zone reflective polarization conversion plate / A.G. Nalimov, S.S. Stafeev, L. O'Faolain, V.V. Kotlyar // Proc. SPIE. – 2015. – Vol. 9448. – P. 94482E.
304. **Stafeev, S.S.** Tight focus of light using micropolarizer and microlens / S.S. Stafeev, L. O'Faolain, V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov// Appl. Opt. – 2015. – Vol. 54(14). – P. 4388-4394.
305. **Kämpfe, T.** Segmented subwavelength silicon gratings manufactured by high productivity microelectronic technologies for linear to radial/azimuthal polarization conversion / T. Kämpfe, P. Sixt, D. Renaud, A. Lagrange, F. Perrin, O. Parriaux // Opt. Eng. – 2014. – Vol. 53(10). – P. 107105.
306. **Ghadyani, Z.** Concentric ring metal grating for generating radially polarized light / Z. Ghadyani, I. Vartiainen, I. Harder, W. Iff, A. Berger, N. Lindlein, M. Kuitinen // Appl. Opt. – 2011. – Vol. 50 (16). – P. 2451-2457
307. **Helseth, L.E.** Optical vortices in focal regions / L.E. Helseth // Opt. Commun. – 2004. – Vol. 229. – P. 85–91
308. **Zhang, Z.** Tight focusing of radially and azimuthally polarized vortex beams through a uniaxial birefringent crystal / Z. Zhang, J. Pu, X. Wang // Appl. Opt. – 2008. – Vol. 47. – P. 1963-1967
309. **Kotlyar, V.V.** Nonparaxial propagation of a Gaussian optical vortex with initial radial polarization / V.V. Kotlyar, A.A. Kovalev // J. Opt. Soc. Am. A. – 2010. – Vol. 27. – P. 372-380
310. **Hao, X.** Phase encoding for sharper focus of the azimuthally polarized beam / X. Hao, C. Kuang, T. Wang, X. Liu // Opt. Lett. – 2010. – Vol. 35. – P. 3928-3930.
311. **Wang, S.** Ultralong pure longitudinal magnetization needle induced by annular vortex binary optics / S. Wang, X. Li, J. Zhou, M. Gu // Opt. Lett. – 2014. – Vol. 39. – P. 5022-5025.
312. **Nie, Z.** Spherical and sub-wavelength longitudinal magnetization generated by 4π tightly focusing radially polarized vortex beams / Z. Nie, W. Ding, D. Li, X. Zhang, Y. Wang, Y. Song // Opt. Express. – 2015. – Vol. 23. – P. 690-701.
313. **Chen, Z.** 4π focusing of spatially modulated radially polarized vortex beams / Z. Chen, D. Zhao // Opt. Lett. – 2012. – Vol. 37. – P. 1286-1288.
314. **Стафеев, С.С.** Четырёхзонный отражающий азимутальный микрополяризатор / С.С. Стафеев, А.Г. Налимов, М.В. Котляр, Л. О'Фаолейн // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 5. – С. 709-715.
315. **Zhao, Y.** Recent advances on optical metasurfaces / Y. Zhao, X.Liu, A. Alu // J. Opt. – 2014. – Vol. 16. – P. 123001.
316. **Zhao, Y.** Tailoring the dispersion of plasmonic nanorods to realize broadband optical meta-waveplates / Y. Zhao, A. Alu // Nano Lett. – 2013. – Vol. 13. – P. 1086.

317. **Monticone, F.** Full control of nanoscale optical transmission with a composite metascreen / F. Monticone, N.M. Estakhri, A. Alu // *Phys. Rev. Lett.* – 2013. – Vol. 110. – P. 203903.
318. **Aieta, F.** Aberration-free ultrathin flat lenses and axicons at telecom wavelength based on plasmonic metasurfaces / F. Aieta, P. Genevet, M.A. Kats, N.F. Yu, R. Blanchard, Z. Gahurro, F. Capasso // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12. – P. 4932-4936.
319. **Huang, C.** Efficient and broadband polarization conversion with the coupled metasurfaces / C. Huang // *Opt. Express.* – 2015. – Vol. 23(25). – P. 32015-32024.
320. **Veysi, M.** Thin anisotropic metasurfaces for simultaneous light focusing and polarization manipulation / M. Veysi, C. Guclu, O. Boyraz, F. Capolino // *J. Opt. Soc. Am. B.* – 2015. – Vol. 32(2). – P. 318-323.
321. **Zhang, Z.** Nano-fabricated pixelated micropolarizer array for visible imaging polarimetry / Z. Zhang, F. Dong, T. Chwng, K. Qui, Q. Zhang, W. Chu, X. Wu // *Rev. Scient. Instr.* – 2014. – Vol. 85. – P. 105002-6.
322. **De Boer, J.F.** Review of polarization sensitive optical coherence tomography and Stokes vector determination / J.F. De Boer, T.E. Milner // *J. Biomed. Opt.* – 2002. – Vol. 7(3). – P. 359-371.
323. **Li, X.** Rewritable polarization-encoded multilayer data storage in 2, 5-dimethyl-4-(p-nitrophenylazo) anisole doped polymer / X. Li, J.W.M. Chon, S. Wu, R.A. Evans, M. Gu // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32(3). – P. 277-279.
324. **Noto, M.** Detection of protein orientation on the silica microsphere surface using transverse electric/transverse magnetic whispering gallery modes / M. Noto, D. Keng, I. Teraoka, S. Arnold // *Biophysical Journal.* – 2007. – Vol. 92(12). – P. 4466-4472.
325. **Стафеев, С.С.** Четырѐхзонный пропускающий микрополяризатор с фазовым сдвигом / С.С. Стафеев, М.В. Котляр, Л. О'Фаолайн, А.Г. Налимов, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2016. – Т.40, № 1. – С. 12-18.
326. **Yu, N.** Flat optics with designer metasurfaces / N. Yu, F. Capasso // *Nature materials.* – 2014. – Vol. 13(2). – P. 139-150.
327. **Kildishev, A.V.** Planar photonics with metasurfaces / A.V. Kildishev, A. Boltasseva, V.M. Shalaev // *Science.* – 2013. – Vol. 339(6125). – P. 1232009.
328. **Lerman, G.M.** Radial polarization interferometer / G.M. Lerman, U Levy // *Opt. Express.* – 2009. – Vol. 17(25). – P. 23234-23246.
329. **Xie, Z.** Generation of terahertz vector beams with a concentric ring metal grating and photo-generated carriers / Z. Xie, J. He, X. Wang, S. Feng, Y. Zhang // *Opt. Lett.* – 2015. – Vol. 40(3). – P. 359-362.
330. **Lin, J.** Nanostructured holograms for broadband manipulation of vector beams / J. Lin, P. Genevet, M.A. Kats, N. Antoniou, F. Capasso // *Nano Lett.* – 2013. – Vol. 13(9). – P. 4269-4274.
331. **Genevet, P.** Holographic optical metasurfaces: a review of current progress / P. Genevet, F. Capasso // *Reports on Progress in Physics.* – 2015. – Vol. 78(2). – P. 024401.

332. **Kotlyar, V.V.** Subwavelength micropolarizer in a gold film for visible light / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, M.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, L. O'Faolain // *Appl. Opt.* – 2016. – Vol. 55(19). – P. 5025-5032.
333. **Стафеев, С.С.** Субволновая фокусировка лазерного излучения смешанной азимутально-линейной поляризации / С.С. Стафеев, А.Г. Налимов, М.В. Котляр, Л. О'Фаолейн // *Компьютерная оптика.* – 2016. – Т. 40, № 4. – С. 458-466.
334. **Stafeev, S.S.** Microlens-aided focusing of linearly and azimuthally polarized laser light / S.S. Stafeev, A.G. Nalimov, M.V. Kotlyar, D. Gibson, S. Song, L. O'Faolain, V.V. Kotlyar // *Opt. Express.* – 2016. – Vol. 24(26). – P. 29800-29813.
335. **Yang, Y.** Dielectric meta-reflectarray for broadband linear polarization conversion and optical vortex generation / Y. Yang, W. Wang, P. Moitra, I.I. Kravchenko, D.P. Briggs // *Nano Lett.* – 2014. – Vol. 14. – P. 1394-1399.
336. **Sun, S.** High-efficiency broadband anomalous reflection by gradient meta-surfaces / S. Sun, K. Yang, C. Wang, T. Juan, W.T. Chen, C.Y. Liao, Q. He, S. Xiao, W. Kung, G. Guo, L. Zhou // *Nano Lett.* – 2012. – Vol. 12. – P. 6223-6229.
337. **Lan, L.** Three dimensional subwavelength focus by a near-field plate lens / L. Lan, W. Jiang, Y. Ma // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 102. – P. 231119.
338. **Verslegers, L.** Planar lenses based on nanoscale slit arrays in a metallic film / L. Verslegers, P.B. Catrysse, Z. Yu, J.S. White, E.S. Barnard, M.L. Brongersma, S. Fan // *Nano Lett.* – 2009. – Vol. 9(1). – P. 235-238.
339. **Arbabi, A.** Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays / A. Arbabi, Y. Horie, A. J. Ball, M. Bagheri, A. Faraon // *Nat. Commun.* – 2015. – Vol. 6. – P. 7069.
340. **Arbabi, A.** Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission / A. Arbabi, Y. Horie, M. barheri, A. Faraon // *Nat. Nanotech.* – 2015. – Vol. 10. – P. 937-943.
341. **Ni, X.** Ultra-thin, planar, Babinet-inverted plasmonic metalenses / X. Ni, S. Ishii, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev // *Light Scien. Appl.* – 2013. – Vol. 2. – P. e72.
342. **West, P.R.** All-dielectric subwavelength metasurface focusing lens / P.R. West, J.L. Steward, A.V. Kildishev, V.M. Shalaev, V.V. Shkunov, F. Strohkendl, Y.A. Zakharenkov, R.K. Dodds, R. Byren // *Opt. Express.* – 2014. – Vol. 22(21). – P. 26212-26221.
343. **Lin, D.** Dielectric gradient metasurface optical elements / D. Lin, P. Fan, E. Hasman, M.L. Brongersma // *Science.* – 2014. – Vol. 345(6194). – P. 298-302.
344. **Котляр, В.В.** Моделирование поляризационной микролинзы, фокусирующей свет с линейной поляризацией в почти круглое субволновое пятно / В.В. Котляр, А.Г. Налимов, М.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2016. – Т. 40, № 4. – С. 451-457.
345. **Котляр, В.В.** Тонкая металинза с высокой числовой апертурой [Текст] / В.В. Котляр, А.Г. Налимов, С.С. Стафеев, Лим О'Фаолейн, М.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2017. – Т. 41, № 1. – С.5-12.
346. **Kotlyar, V.V.** Thin high numerical aperture metalens/ V.V. Kotlyar, A.G. Nalimov, S.S. Stafeev, Changyu Hu, L. O'Faolain, M.V. Kotlyar, D. Gibson, S. Song // *Opt. Express.* – 2017. – Vol.25(7). – P.8158-8167.

347. **Therese Anita, G.** Effect of coma on tightly focused cylindrically polarized vortex beams / G. Therese Anita, N. Umamageswari, K. Prabakaran, T.V.S. Pillai, K.B. Rajesh // *Optics & Laser Technology*. – 2016. – Vol. 76. – P. 1–5.
348. **Yuan, G.H.** Generation of nondiffracting quasi-circular polarization beams using an amplitude modulated phase hologram / G.H. Yuan, S. B. Wei, X.-C. Yuan // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2011. – Vol. 28. – P. 1716–1720.
349. **Suresh, P.** Generation of a strong uniform transversely polarized nondiffracting beam using a high-numerical-aperture lens axicon with a binary phase mask / P. Suresh, C. Mariyal, K.B. Rajesh, T.V.S. Pillai, Z. Jaroszewicz // *Appl. Opt.* – 2013. – Vol. 52. – P. 849–853.
350. **Ndagano, B.** Beam quality measure for vector beams / B. Ndagano, H. Sroor, M. McLaren, C. Rosales-Guzmán, A. Forbes // *Opt. Lett.* – 2016. – Vol. 41. – P. 3407–3410.
351. **Qin, F.** Shaping a Subwavelength Needle with Ultra-long Focal Length by Focusing Azimuthally Polarized Light // F. Qin, K. Huang, J. Wu, J. Jiao, X. Luo, C. Qiu, M. Hong // *Scientific Reports*. – 2015. – Vol. 5. – P. 9977.
352. **Хонина, С.Н.** Анализ интерференции радиально-поляризованных лазерных пучков, сформированных кольцевыми оптическими элементами с вихревой фазой в условиях острой фокусировки / С.Н. Хонина, А.В. Устинов // *Компьютерная оптика*. – 2015. – Т. 39, № 1. – С. 12–25.
353. **Machavariani, G.** Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, S. Jackel // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 1468–1470.
354. **Machavariani, G.** Spatially-variable retardation plate for efficient generation of radially- and azimuthally-polarized beams / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, S. Jackel // *Opt. Commun.* – 2008. – Vol. 281. – P. 732–738.
355. **Алфёров, С.В.** Экспериментальное исследование фокусировки неоднородно поляризованных пучков, сформированных при помощи секторных пластинок / С.В. Алфёров, С.В. Карпеев, С.Н. Хонина, О.Ю. Монсеев // *Компьютерная оптика*. – 2014. – Т. 38, № 1. – С. 57–64.
356. **Imai, R.** Terahertz vector beam generation using segmented nonlinear optical crystals with threefold rotational symmetry / R. Imai, N. Kanda, T. Higuchi, Z. Zheng, K. Konishi, M. Kuwata-Gonokami // *Opt. Express*. – 2012. – Vol. 20. – P. 21896–21904.
357. **Man, Z.** Arbitrary vector beams with selective polarization states patterned by tailored polarizing films / Z. Man, C. Min, Y. Zhang, Z. Shen, X.-C. Yuan // *Laser Phys.* – 2013. – Vol. 23. – P. 105001.
358. **Man, Z.** Tight focusing of quasi-cylindrically polarized beams / Z. Man, C. Min, S. Zhu, X.-C. Yuan // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2014. – Vol. 31. – P. 373–378.
359. **Стафеев, С.С.** Острая фокусировка оптического вихря с посекторно азимутальной поляризацией/ С.С. Стафеев, В.В. Котляр // *Компьютерная оптика*. – 2017. – Т. 41, № 2. – С. 147–154.
360. **Stafeev, S.S.** Tight focusing of a quasi-cylindrical optical vortex/ S.S. Stafeev, V.V. Kotlyar // *Opt. Commun.* – 2017. – Vol. 403. – P. 277–282.

361. **Wang, T.** Experimental verification of the far-field subwavelength focusing with multiple concentric nanorings / T. Wang, X. Wang, C. Kuang, X. Hao, X. Liu. // *Appl. Phys. Lett.* – 2010. – Vol. 97(23). – P. 231105.
362. **Venugopalan, P.** Focusing dual-wavelength surface plasmons to the same focal plane by a far-field plasmonic lens / P. Venugopalan, Q. Zhang, X. Li, L. Kuipers, M. Gu // *Opt. Lett.* – 2014. – Vol. 39. – P. 5744-5747.
363. **Song, W.** Near-field nanofocusing through a combination of plasmonic Bragg reflector and converging lens / W. Song, Z. Fang, S. Huang, F. Lin, X. Zhu // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 14762-14767.
364. **Feng, D.** 3D confinement of the focal spot of plasmonic Fresnel zone plate lens using gold bowtie nanoantenna / D. Feng // *J. Opt. Soc. Am. A.* – 2014. – Vol. 31. – P. 2070-2074.
365. **Wang, H.** Subwavelength light focusing of plasmonic lens with dielectric filled nanoslits structures / H. Wang, Y. Deng, J. He, P. Gao, N. Yao, C. Wang, X. Luo. // *Journal of Nanophotonics.* – 2014. – Vol. 8(1). – P. 083079-083079.
366. **Zhang, M.** Three-dimensional nanoscale Far-field Focusing of Radially Polarized Light by Scattering the SPPs with an Annular Groove / M. Zhang, J. Du, H. Shi, S. Yin, L. Xia, B. Jia, M. Gu, C. Du // *Opt. Express.* – 2010. – Vol. 18. – P. 14664-14670.
367. **Ji, J.** Strong Focusing of Plasmonic Lens with Nanofinger and Multiple Concentric Rings Under Radially Polarized Illumination / J. Ji, Y. Meng, L. Sun, X. Wu, J. Wang // *Plasmonics.* – 2015. – Vol. 11(1). – P. 23-27.
368. **Peng, R.** Super-Resolution Long-Depth Focusing by Radially Polarized Light Irradiation Through Plasmonic Lens in Optical Meso-field / R. Peng, X. Li, Z. Zhao, C. Wang, M. Hong, X. Luo // *Plasmonics.* – 2014. – Vol. 9, No. 1. – P. 55-60.
369. **Козлова Е.С.** Сравнительное моделирование амплитудной и фазовой зонных пластинок / Е.С. Козлова, В.В. Котляр, А.Г. Налимов // *Компьютерная оптика.* – 2015. – Т. 39, № 5. – С. 687-693.
370. **Couairon, A.** Filamentation and damage in fused silica induced by tightly focused femtosecond laser pulses / A. Couairon, L. Sudrie, M. Franco, B. Prade, A. Mysyrowicz // *Phys. Rev. B.* – 2005. – Vol. 71(12). – P. 125435–125441.
371. **Rakic, A.D.** Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices / A.D. Rakic, A.B. Djurišić, J.M. Elazar, M.L. Majewski // *Appl. Opt.* – 1998. – Vol. 37(22). – P. 5271–5283.
372. **Vial, A.** A new model of dispersion for metals leading to a more accurate modeling of plasmonic structures using the FDTD method / A. Vial, T. Laroche, M. Dridi, L. Le Cunff // *Appl. Phys. A.* – 2011. – Vol. 103(3). – P. 849-853.
373. **Налимов, А.Г.** Субволновая фокусировка лазерного излучения с помощью зонной пластинки из хрома / А.Г. Налимов, С.С. Стафеев, Е.С. Козлова, В.В. Котляр, Л. О'Фаолейн, М.В. Котляр // *Компьютерная оптика.* – 2017. – Т. 41, № 3. – С. 356-362.
374. **Kotlyar, V.V.** Tight focusing of laser light using a chromium Fresnel zone plate / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, A.G. Nalimov, M.V. Kotlyar, L. O'Faolain, E.S. Kozlova // *Opt. Express.* – 2017. – Vol. 25(17). – P. 19662-19671.

375. **Yao, K.** Plasmonic metamaterials / K. Yao, Y. Liu // *Nanotechnol. Rev.* – 2014. – Vol. 3(2). – P. 177–210.
376. **Li, Z.** Graphene Plasmonic Metasurfaces to Steer Infrared Light / Z. Li, K. Yao, F. Xia, S. Shen, J. Tian, Y. Liu // *Sci. Rep.* – 2015. – Vol. 5(1). – P. 12423.
377. **Lu, F.** Infrared wavefront control based on graphene metasurfaces / F. Lu, B. Liu, S. Shen // *Adv. Opt. Mater.* – 2014. – Vol. 2(8). – P. 794–799.
378. **Bao, Q.** Graphene Photonics, Plasmonics, and Broadband Optoelectronic Devices / Q. Bao, K. P. Loh // *ACS Nano.* – 2012. – Vol. 6(5). – P. 3677–3694.
379. **Gomez-Diaz, J.S.** Hyperbolic metasurfaces: surface plasmons, light-matter interactions, and physical implementation using graphene strips / J. S. Gomez-Diaz, M. Tymchenko, A. Alù // *Opt. Mater. Express.* – 2015. – Vol. 5(10). – P. 2313.
380. **Ju, L.** Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials. / L. Ju, B. Geng, J. Horng, C. Girit, M. Martin, Z. Hao, H. a Bechtel, X. Liang, A. Zettl, Y. R. Shen, F. Wang // *Nat. Nanotechnol.* – 2011. – Vol. 6(10). – P. 630–634.
381. **Hwang, E.H.** Dielectric function, screening, and plasmons in two-dimensional graphene / E. H. Hwang, S. Das Sarma // *Phys. Rev. B.* – 2007. – Vol. 75(20). – P. 1–6.
382. **Lee, S.H.** Gate-controlled active graphene metamaterials at terahertz frequencies / S. H. Lee, M. Choi, T. T. Kim, S. Lee, M. Liu, X. Yin, H. K. Choi, S. S. Lee, C. G. Choi, S. Y. Choi, X. Zhang, B. Min // *Tech. Dig. - 2012 17th Opto-Electronics Commun. Conf. OECC 2012* – 2012. – Vol. 11(11). – P. 582–583.
383. **Chen, J.** Optical nano-imaging of gate-tunable graphene plasmons. / J. Chen, M. Badioli, P. Alonso-González, S. Thongrattanasiri, F. Huth, J. Osmond, M. Spasenović, A. Centeno, A. Pesquera, P. Godignon, A. Z. Elorza, N. Camara, F.J. García de Abajo, R. Hillenbrand, F. H. L. Koppens // *Nature.* – 2012. – Vol. 487(7405). – P. 77–81.
384. **Fei, Z.** Gate-tuning of graphene plasmons revealed by infrared nano-imaging / Z. Fei, a. S. Rodin, G. O. Andreev, W. Bao, a. S. McLeod, M. Wagner, L.M. Zhang, Z. Zhao, M. Thiemens, G. Dominguez, M. M. Fogler, a. H. C. Neto, C. N. Lau, F. Keilmann, D. N. Basov // *Nature.* – 2012. – Vol. 487(7405). – P. 82–85.
385. **Yan, H.** Tunable infrared plasmonic devices using graphene/insulator stacks / H. Yan, X. Li, B. Chandra, G. Tulevski, Y. Wu, M. Freitag, W. Zhu, P. Avouris, F. Xia // *Nat. Nanotechnol.* – 2012. – Vol. 7(5). – P. 330–334.
386. **Huang, L.** Helicity dependent directional surface plasmon polariton excitation using a metasurface with interfacial phase discontinuity / L. Huang, X. Chen, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, T. Zentgraf, S. Zhang // *Light Sci. Appl.* – 2013. – Vol. 2(3). – P. e70.
387. **Lin, J.** Polarization-Controlled Tunable Directional Coupling of Surface Plasmon Polaritons / J. Lin, J. P. B. Mueller, Q. Wang, G. Yuan, N. Antoniou, X.-C. Yuan, F. Capasso // *Science.* – 2013. – Vol. 340. – P. 331–334
388. **Chen, X.** Dual-polarity plasmonic metalens for visible light. / X. Chen, L. Huang, H. Mühlénbernd, G. Li, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, C.-W. Qiu, S. Zhang, T. Zentgraf // *Nat. Commun.* – 2012. – Vol. 3. – P. 1198.

389. **Sun, S.** Gradient-index meta-surfaces as a bridge linking propagating waves and surface waves / S. Sun, Q. He, S. Xiao, Q. Xu, X. Li, L. Zhou // *Nat. Mater.* – 2012. – Vol. 11(5). – P. 426–431.
390. **Pors, A.** Broadband focusing flat mirrors based on plasmonic gradient metasurfaces / A. Pors, M. G. Nielsen, R. L. Eriksen, S. I. Bozhevolnyi // *Nano Lett.* – 2013. – Vol. 13(2). – P. 829–834.
391. **Liu, Y.** Metasurfaces for manipulating surface plasmons / Y. Liu, X. Zhang // *Appl. Phys. Lett.* – 2013. – Vol. 103(14). – P. 141101.
392. **Qin, F.** Hybrid bilayer plasmonic metasurface efficiently manipulates visible light / F. Qin, L. Ding, L. Zhang, F. Monticone, C. C. Chum, J. Deng, S. Mei, Y. Li, J. Teng, M. Hong, S. Zhang, A. Alu, C.-W. C.-W. Qiu, A. Alù, C.-W. C.-W. Qiu // *Sci. Adv.* – 2016. – Vol. 2(1). – P. e1501168–e1501168.
393. **Ni, X.** Broadband Light Bending with Plasmonic Nanoantennas / X. Ni, N.K. Emani, A.V. Kildishev, A. Boltasseva, V.M. Shalaev // *Science.* – 2012. – Vol. 335(6067). – P. 427–427.
394. **Ni, X.** Metasurface holograms for visible light / X. Ni, A.V Kildishev, V.M. Shalaev // *Nat. Commun.* – 2013. – Vol. 4. – P. 2807.
395. **Huang, L.** Three-dimensional optical holography using a plasmonic metasurface / L. Huang, X. Chen, H. Mühlenbernd, H. Zhang, S. Chen, B. Bai, Q. Tan, G. Jin, K.-W. Cheah, C.-W. Qiu, J. Li, T. Zentgraf, S. Zhang // *Nat. Commun.* – 2013. – Vol. 4. – P. 2808.
396. **Yin, X.** Photonic Spin Hall Effect at Metasurfaces / X. Yin, Z. Ye, J. Rho, Y. Wang, X. Zhang // *Science.* – 2013. – Vol. 339(6126). – P. 1405-1407.
397. **Lee, J.** Ultrafast Electrically Tunable Polaritonic Metasurfaces / J. Lee, S. Jung, P. Y. Chen, F. Lu, F. Demmerle, G. Boehm, M. C. Amann, A. Alu, M. A. Belkin // *Adv. Opt. Mater.* – 2014. – Vol. 2(11). – P. 1057-1063.
398. **Kivshar, Y.S.** Metamaterials, metasurfaces, and metadevices / Y. S. Kivshar // *Aust. Phys.* – 2015. – Vol. 52(2). – P. 47-50.

Научное издание

Котляр Виктор Викторович, Стафеев Сергей Сергеевич, Налимов Антон Геннадьевич

**ОСТРАЯ ФОКУСИРОВКА ЛАЗЕРНОГО СВЕТА
С ПОМОЩЬЮ МИКРООПТИКИ**

Подписано в печать 15.11.2018 г. Усл. печ. л. 19,87.
Отпечатано в типографии ООО «Предприятие «Новая техника».
Заказ № 67. Тираж 200 экз. Печать офсетная. Формат 62x84 1/16.