

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»
(Самарский университет)

С.Н. ХОНИНА, С.В. КАРПЕЕВ, В.Д. ПАРАНИН

ФОРМИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ МЕТОДАМИ ДИФРАКЦИОННОЙ, ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ И КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ОПТИКИ

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева» в качестве учебного пособия для студентов, обучающихся по основным образовательным программам высшего образования по направлениям подготовки 11.03.04 Электроника и нанoeлектроника; 12.03.05 Лазерная техника и лазерные технологии

САМАРА
Издательство Самарского университета
2017

УДК 535.4(075)
ББК 22.343я7
X 771

**Работа выполнена при поддержке Российского фонда
фундаментальных исследований (грант РФФИ 16-29-11698-офи-м)**

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, проф. Р.В. С к и д а н о в ,
 д-р физ.-мат. наук, проф. Л.Л. Д о с к о л о в и ч

Хонина, Светлана Николаевна

X771 **Формирование неоднородно-поляризованных лазерных пучков
методами дифракционной, интерференционной и кристалличе-
ской оптики:** учеб. пособие / *С.Н. Хонина, С.В. Карпеев, В.Д. Паран-
нин.* – Самара: Изд-во Самарского университета, 2017. – 136 с.

ISBN 978-5-7883-1164-7

Представлено описание оптических схем и элементов, формирующих радиально- и азимутально-поляризованные лазерные пучки. Приведены основы расчета формирования неоднородно-поляризованных пучков, методики и результаты экспериментальных исследований.

Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлениям подготовки 11.03.04 Электроника и наноэлектроника, 12.03.05 Лазерная техника и лазерные технологии.

УДК 535.4(075)
ББК 22.343я7

ISBN 978-5-7883-1164-7

© Самарский университет, 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
1 Формирование неоднородно-поляризованных лазерных пучков методами дифракционной оптики	9
1.1 Обзор методов формирования неоднородно-поляризованных лазерных пучков	9
1.2 Поляризационные конверторы на основе сложения линейно-поляризованных пучков.....	11
1.3 Поляризационные конверторы на основе сложения двух пучков с противоположными круговыми поляризациями	21
1.4 Преобразователи поляризации на основе секторных пластин	28
Список использованных источников.....	32
2 Формирование неоднородно-поляризованных лазерных пучков методами кристаллической и интерференционной оптики.....	39
2.1 Теоретическое и экспериментальное исследование поляризационных преобразований в одноосных кристаллах для получения цилиндрических векторных пучков высоких порядков	39
2.2 Исследование поляризационного преобразования и взаимодействия обыкновенного и необыкновенного пучков в с-срезах одноосных кристаллов в непараксиальном режиме....	54
2.3 Преобразователь лазерных пучков с круговой поляризацией в цилиндрические векторные пучки на основе с-срезов одноосных кристаллов	68
2.4 Расчет формирования радиально-поляризованных пучков на основе рефракционного аксикона с интерференционными поляризующими покрытиями	81
2.5 Формирование радиально-поляризованных пучков Бесселя нулевого порядка на основе дифракционного аксикона и интерференционного поляризатора.....	92
Список использованных источников.....	97

3 Методы измерения двулучепреломления, толщины	
и оптической разности хода одноосных кристаллов	102
3.1 Поляризационно-интерференционный метод измерения	
оптической разности хода, толщины и двулучепреломления	
а-срезов одноосных кристаллов	102
3.2 Поляризационно-интерференционный метод измерения	
дробной части оптической разности хода а-срезов одноосных	
кристаллов	108
3.3 Поляризационно-интерференционный метод измерения	
толщины с-срезов одноосных кристаллов	115
3.4 Поляризационно-дифракционный метод измерения	
толщины с-срезов одноосных кристаллов на основе	
преобразования пучков Бесселя нулевого порядка.....	124
Список использованных источников.....	132

ВВЕДЕНИЕ

Развитие микро- и нанотехнологий требует новых методов формирования и исследования световых полей с субволновыми размерами областей локализации энергии. Подобные задачи характеризуются непараксиальным распространением света и невозможностью применения скалярного приближения. На первый план выходит распределение энергии электрического поля по компонентам и, как следствие, поляризационные характеристики излучения. Поляризационно-неоднородные лазерные пучки находят свое применение в таких приложениях как острая фокусировка, ускорение электронов, микроэллипсометрия, сверхразрешение. Острая фокусировка пучков с неоднородной поляризацией [1-7] является одним из наиболее перспективных подходов к преодолению дифракционного предела в оптике. При радиальной поляризации в этом случае в фокусе возникает мощная продольная компонента электрического поля [1-4]. Именно этот факт стал толчком к разработке новых методов формирования поляризационно-неоднородных лазерных пучков [8-15]. Известны различные схемы генерации аксиально-поляризованных пучков, использующие специальные устройства как внутри резонаторов, так и вне. Главным преимуществом внerezонаторных методов является универсальность.

Наиболее распространенный среди внerezонаторных методов основан на когерентной суперпозиции пары обычных мод, например, с помощью интерферометра [10-12]. Таким способом можно формировать любые типы векторных пучков и, в принципе, такой метод применим для любой длины волны.

Наиболее известный вариант интерференционного метода основан на сложении мод Эрмита-Гаусса (ЭГ) $(0, 1)$ и $(1, 0)$ с ортогональными линейными поляризациями. Исходные моды ЭГ получают разными способами. Возможен вариант получения исходных мод при помощи дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Этот вариант был реализован с использованием ДОЭ, формирующих лазерные пучки в нулевом порядке дифракции [14-16]. Однако для суммирова-

ния пучков в данных работах используется схема с Фурье-объективом и дифракционной решеткой, которая, в результате, направляет в полезный сформированный пучок лишь малую часть энергии.

Существует также альтернативный вариант получения неоднородно-поляризованных мод [10], который основан на суммировании двух пучков с правой и левой круговыми поляризациями. Пучки также должны иметь фазовые сингулярности противоположных знаков.

Следует отметить, что при острой фокусировке пучков с неоднородной поляризацией результат зависит не только от типа поляризации, но и от распределения комплексной амплитуды в пучке. В этом плане определенные преимущества дают модовые пучки высоких порядков [18-20]. Из анализа приведенных работ следует, что лишь применение ДОО в описанной схеме дает возможность получения радиально-поляризованных мод более высоких порядков без дополнительных оптических элементов. Таким образом, задача разработки новых оптических систем, включающих ДОО для поляризационно-модовых преобразований, в том числе мод высоких порядков, представляется актуальной.

Неоднородно-поляризованные пучки нашли свое применение в области обработки материалов [21-26]. Например, в работе [21] применялся пикосекундный лазер для формирования отверстий в хромоникелевом сплаве с помощью излучения с азимутальной поляризацией, в результате скорость сверления возросла в 2 раза. В работе [23] было показано, что образование кратеров в результате фокусировки азимутальной и радиальной поляризации происходит поразному. В обзоре [24] приводятся данные, что для резки малоуглеродистой стали лучше подходит азимутальная поляризация, а для латуни и меди – радиальная. Разумеется, речь идет об острой фокусировке излучения, поскольку требуется создавать высокую плотность мощности, и лишь при острой фокусировке возможны вышеупомянутые поляризационные эффекты.

Однако прежде необходимо решить задачу исследования распределения компонент электрического поля при острой фокусировке пучков с различными поляризационными состояниями. Существуют различные методики, которые дают представление о распределении компонент электрического поля в области фокусировки, например метод флюоресценции молекул с дипольным мо-

ментом [27, 28]. Другой метод основан на применении оптического ножа [29, 30]. В этом методе непрозрачный слой в виде полуплоскости наносится непосредственно на фотоприемный слой. Достоинство метода – это относительная простота конструкции установки. К недостаткам следует отнести отсутствие зависимости чувствительности от поляризации.

Наиболее распространенными являются методы, основанные на применении ближнепольных сканирующих оптических микроскопов (БСМ) [31, 32] с апертурными [33-36] и безапертурными [37-39] зондами. Применяются апертурные зонды в виде волоконных световодов с заостренным металлизированным концом [33-35] либо в виде пустотелых кантилеверов, выполненных на балке [36]. В первом случае попавшее в световод излучение далее детектируется при помощи фотоумножителя, поскольку коэффициенты передачи таких зондов весьма малы (порядка 10^{-4}). Во втором случае прошедший через кантилевер свет собирается при помощи высокоапертурного объектива. Для апертурных металлизированных волоконных зондов характерна селективная чувствительность к различным компонентам электрического поля. Причем теоретически она пропорциональна производной от продольной компоненты [34, 35], хотя, как показано в работе [33], с достаточной точностью можно считать ее в виде взвешенной суммы продольной и поперечной компонент. Селективная чувствительность проявляется и для зондов второго типа, однако в этом случае, как показано теоретически и экспериментально [36], присутствует чувствительность только к поперечным компонентам.

Для решения проблемы калибровки ближнепольного апертурного зонда требуется, по всей видимости, несколько эталонных распределений с различными известными распределениями компонент электрического поля. Простое переключение с радиальной на азимутальную поляризацию не решает указанной проблемы в связи с возникающими при этом дополнительными изменениями в сфокусированном поле, связанными с поляризационными свойствами тех элементов, которые участвуют в процессе переключения. Поэтому поиск простого способа создания фокальной картины с возможностью управления вкладом различных компонент электрического поля является актуальным.

Другой широко известный подход к проблеме достижения сверхразрешения состоит в использовании как рефракционных [40, 41], так и дифракционных [42-46] аксиконов. Необходимо отме-

тить, что аксикон фокусирует излучение в продольный отрезок, что может использоваться в различных приложениях. Так в работе [47] показано, что фокусировка радиально-поляризованного излучения с помощью аксикона дает прекрасные результаты по ускорению электронов, а также генерации терагерцового излучения. При этом установка отличается компактностью по сравнению с другими традиционными схемами ускорителей заряженных частиц. Причем для линейной поляризации освещающего аксикон излучения (которое производится большинством лазеров) уменьшению размера фокального пятна в общей интенсивности электромагнитного поля препятствует именно вклад продольной компоненты, усиливающийся при увеличении числовой апертуры и уширяющий поперечный размер светового пятна вдоль оси поляризации. В связи с этим во многих теоретических работах рассматривается радиально-поляризованный падающий пучок [42]. При радиальной поляризации высокоапертурный аксикон формирует круглое световое пятно, состоящее в основном из одной продольной компоненты, и позволяет достичь предсказанное скалярной теорией преодоление дифракционного предела по сравнению с линзой. Эту и другие возможности, которые не исчерпываются известными работами [42-46], дает применение различных типов дифракционных аксиконов совместно с различно поляризованными пучками. Кроме уменьшения центрального пятна и формирования продольной компоненты можно назвать также формирование разного рода провалов (dark spot) в фокальной зоне. Все это открывает широкие возможности по экспериментальному формированию требуемых распределений электрического поля в фокальной плоскости путем реализации новых сочетаний разных типов фокусирующих ДОЭ с различно поляризованными освещающими пучками.

1 ФОРМИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ МЕТОДАМИ ДИФРАКЦИОННОЙ ОПТИКИ

1.1 Обзор методов формирования неоднородно-поляризованных лазерных пучков

Для большинства современных лазеров характерно, что их излучение является поляризационно-однородным, т.е. поляризационные параметры во всех точках поперечного сечения лазерного пучка одинаковы. Однако с помощью дополнительных внутри- или внерезонаторных устройств возможно формирование множества различных типов векторных поляризационно-неоднородных мод с уникальными свойствами.

Особый интерес представляют пучки, имеющие аксиальную симметрию всех параметров лазерного излучения, включая поляризацию, например пучки с радиальным и азимутальным направлением поляризации. Цилиндрические (с аксиальной симметрией) векторные пучки имеют множество приложений, включая микроскопию, литографию, ускорение электронов, обработку материалов, высокоразрешающую метрологию, микроэллипсометрию и спектроскопию [24]. При острой фокусировке радиально-поляризованного пучка на оси в фокусе возникает мощная продольная компонента, используемая для уменьшения размеров фокального пятна [29, 42], для оптического захвата и трехмерного ориентирования молекул [50], а также для ускорения электронов [51].

Существуют две группы методов получения цилиндрических векторных пучков: внутрирезонаторные и внерезонаторные. В первом случае в составе резонатора используют поляризационно-селективные оптические элементы. Этот метод является предпочтительным для мощных лазеров, обычно имеющих высокий коэффициент усиления активной среды, низкую добротность резонатора и относительно низкое качество излучения.

Известны внутрирезонаторные схемы генерации аксиально-поляризованных пучков с использованием конической призмы Брюстера [52], сегментированных волновых пластинок [53], дифракционных зеркал с высокой локальной поляризационной селективностью [54], субволновых диэлектрических решеток [55]. Также можно использовать свойства двулучепреломления внутренних лазерных кристаллов [56, 57] или применить в качестве выходного зеркала резонатора специальное фотонно-кристаллическое зеркало [58].

Главным преимуществом внerezонаторных методов для формирования поляризационно-неоднородных мод является универсальность. Чаще всего внerezонаторные методы основаны на когерентной суперпозиции пары обычных мод, например с помощью интерферометра. Таким способом можно формировать любые типы цилиндрических векторных пучков и, в принципе, такой метод применим для любой длины волны. Кроме интерференционных методов [10, 11, 59, 60] известны схемы с использованием маломодовых оптических волокон [61, 62] и нематических жидкокристаллических пространственных модуляторов света [63-69].

Интерференционные методы основаны на использовании в качестве входного излучения одной моды, полученной, как правило, внутрирезонаторным способом. Схема получения второй моды, взаимно когерентной с исходной, но с другой поляризацией, содержит несколько оптических элементов и довольно сложна в настройке. При использовании оптических волокон необходимо выделять одну моду из целой группы возбуждаемых мод, что сказывается не лучшим образом на эффективности и «чистоте» поляризационного состояния пучка. Для жидкокристаллических пространственных модуляторов света имеется взаимосвязь фазовых и поляризационных изменений, что требует дополнительного оптимизационного кодирования. Кроме того, они являются дорогостоящими устройствами с низкой энергетической эффективностью.

Применение дифракционных оптических элементов (ДОЭ) дает возможность избежать этих сложностей, поскольку методы дифракционной оптики позволяют получать из основной моды лазера любые другие моды в разных плечах оптической схемы с высокой эффективностью.

1.2 Поляризационные конверторы на основе сложения линейно-поляризованных пучков

Использование ДОО для формирования лазерных полей обеспечивает простоту и универсальность конвертации. Универсальность состоит в возможности методами дифракционной оптики производить практически любые заданные распределения полей из фундаментального лазерного излучения, т.е. в суперпозиции могут участвовать любые лазерные пучки. В табл. 1.1 приведены наиболее известные схемы формирования пучков с различной поляризацией на основе когерентной суперпозиции линейно-поляризованных гауссовых мод.

Таблица 1.1 – Схемы генерации пучков с различной поляризацией на основе когерентной суперпозиции линейно-поляризованных гауссовых мод

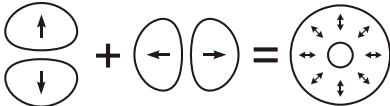
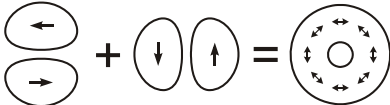
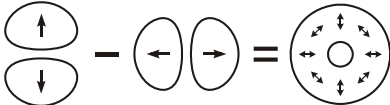
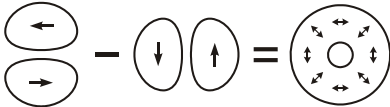
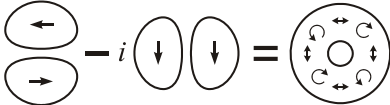
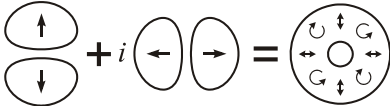
Суперпозиция	Формируемый тип поляризации
	Радиальная
	Азимутальная
	Смешанная линейная
	
	Смешанная линейно-круговая
	

Схема генерации (табл. 1.1) с помощью суперпозиции линейно-поляризованных мод Лагерра-Гаусса пучков с различной поляризацией была рассмотрена в работе [66]. Из табл. 1.1 видно, что, меняя комплексные коэффициенты при сложении ортогональных мод, можно производить поляризации различных типов. Обычно для сложения или вычитания лазерных пучков применяют двухлучевые интерферометры типа Маха-Цендера и Саньяка. Недостаток такого подхода состоит в сложности настройки интерферометров с точным совмещением полей мод и созданием необходимых фазовых сдвигов между модами. Также в этом случае используется большое количество сложных элементов типа призмы Дове, поляризационных разделительных призм, 90-градусного перископа и др. [10, 11].

Указанные недостатки можно устранить путем использования схемы [70] (рис. 1.1) когерентного суммирования двух световых полей с произвольными комплексными коэффициентами при помощи дифракционной решетки.

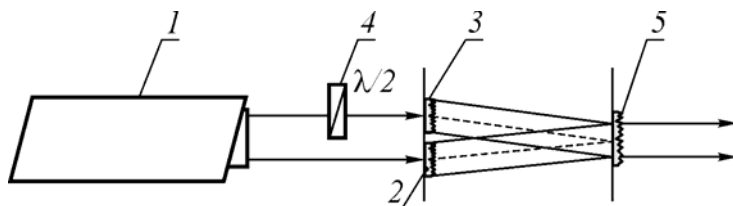


Рис. 1.1. Схема когерентного суммирования двух световых полей с произвольными комплексными коэффициентами при помощи дифракционной решетки

Лазерный источник оптического излучения с линейной поляризацией 1 освещает цифровые голограммы 2 и 3 , причем плоскости поляризации излучения формируемых мод получают взаимно ортогональными за счет пластинки в полволны 4 , расположенной перед одной из голограмм. Каждая из голограмм формирует моду в $+1$ -м и -1 -м порядках дифракции, которые распространяются под углами $\pm\theta$, определяемыми несущей частотой голограммы. Моды, сформированные в $+1$ -м порядке дифракции одной голограммой и в -1 -м порядке дифракции другой голограммой, распространяются в

сходящихся направлениях и попадают на дифракционную решетку 5, как показано на рис. 1.1. Решетка 5 должна быть расположена в плоскости, проходящей через точку пересечения оптических осей мод, сформированных в +1-м порядке дифракции одной голограммой и в -1-м порядке дифракции другой голограммой для обеспечения совпадения оптических осей суммируемых мод. Излучение каждой из данных мод, прошедшее дифракционную решетку, в свою очередь, разделяется на дифракционные порядки, причем если период дифракционной решетки сделать равным периодам несущих частот голограмм, то +1-й дифракционный порядок решетки для одной моды и 1-й порядок решетки для другой моды будут распространяться по нормали к плоскости решетки. Таким образом, обеспечивается точное совмещение мод как по пространственному положению за счет помещения решетки в плоскость, проходящую через точку пересечения оптических осей мод, так и по углу. Изменение межмодового фазового сдвига в оптической системе осуществляется за счет сдвига дифракционной решетки поперек оптической оси.

Рассмотрим входное поле в виде двух модовых распределений $\Psi_1(x, y)$ и $\Psi_2(x, y)$, симметрично сдвинутых от центра на расстояние a вдоль оси x . Каждое из распределений промодулировано высокочастотной функцией:

$$f(x, y) = [\Psi_1(x - a, y) + \Psi_2(x + a, y)][1 + \cos(\beta x)]. \quad (1.1)$$

Распространение поля (1.1) в свободном пространстве на расстояние z в плоскости $y=0$ можно описать с помощью 1D преобразования Френеля:

$$F(u, v, z) = \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \exp\left(\frac{ik}{2z} x^2\right) \exp\left(-\frac{ik}{z} xu\right) dx, \quad (1.2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны лазерного излучения.

На некотором расстоянии z_0 поле будет содержать 6 слагаемых:

$$\begin{aligned}
S_{1,2} &= \Psi_1 \left(u \pm \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta - a, v \right) \exp \left[-\frac{ik}{2z} \left(u \pm \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta \right)^2 \right], \\
S_3 &= \Psi_1 (u - a, v) \exp \left[-\frac{ik}{2z} u^2 \right], \\
S_{4,5} &= \Psi_2 \left(u \pm \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta + a, v \right) \exp \left[-\frac{ik}{2z} \left(u \pm \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta \right)^2 \right], \\
S_6 &= \Psi_2 (u + a, v) \exp \left[-\frac{ik}{2z} u^2 \right].
\end{aligned} \tag{1.3}$$

При $a = \frac{\lambda z_0}{2\pi} \beta$ на этом расстоянии в нулевом порядке произойдет сложение S_1 и S_5 :

$$\begin{aligned}
F(u, v, z_0) &= \{ \Psi_1(u, v) \exp(-i\beta u) + \Psi_2(u, v) \exp(i\beta u) \} \exp \left[-\frac{ik}{2z_0} (u^2 + a^2) \right] + \\
&+ \{ \Psi_1(u - a, v) + \Psi_2(u + a, v) \} \exp \left[-\frac{ik}{2z_0} u^2 \right] + \\
&+ \left\{ \Psi_1(u - 2a, v) \exp \left[-\frac{ik}{2z_0} (u + a)^2 \right] + \Psi_2(u + 2a, v) \exp \left[-\frac{ik}{2z_0} (u - a)^2 \right] \right\}.
\end{aligned} \tag{1.4}$$

Если установить в плоскости z_0 1D дифракционную решетку, имеющую точно такую же частоту, как модулирующая функция на входе:

$$\tau(u) = [1 + \cos(\beta u + b)], \tag{1.5}$$

где b – смещение решетки вдоль оси u , то после прохождения пучком (4) такой решетки нулевой порядок разделится еще на три:

$$\begin{aligned}
G(u, v, z_0) &\sim \{ \Psi_1(u, v) \exp(ib) + \Psi_2(u, v) \exp(-ib) \} + \\
&+ \{ \Psi_1(u, v) \exp(-i\beta u) + \Psi_2(u, v) \exp(i\beta u) \} + \\
&+ \{ \Psi_1(u, v) \exp(-i2\beta u) \exp(-ib) + \Psi_2(u, v) \exp(i2\beta u) \exp(ib) \}.
\end{aligned}$$

Таким образом, в нулевом порядке будет формироваться суперпозиция двух модовых распределений:

$$G_0(u, v, z_0) \sim c\Psi_1(u, v) + \Psi_2(u, v), \quad (1.6)$$

где $c = \exp(i2b)$ – комплексная константа, пропорциональная сдвигу решетки в плоскости z_0 .

Установка полуволновой пластинки на пути формирования одного из модовых пучков, например, как показано на рис.1.1, позволяет выполнить сложение пучков с ортогональными поляризациями:

$$G_0(u, v, z_0) \sim c\Psi_1(u, v)\mathbf{e}_x + \Psi_2(u, v)\mathbf{e}_y. \quad (1.7)$$

При различных значениях коэффициента и участвующих в суперпозициях модах формируются различные типы поляризаций, в основном смешанные, но можно получить радиальную и азимутальную. Таким образом, модулирующая функция в (1.1) и дифракционная решетка 5 должны быть согласованы по частоте β (в обратных единицах длины). Период решетки определяется по формуле: $d = 2\pi/\beta$.

Расстояние установки дифракционной решетки определяется периодом решетки и расстоянием между ДОЭ, формирующим модовые пучки:

$$z_0 = \frac{ad}{\lambda}.$$

Физически это соответствует наложению двух входных полей, образующихся в плюс – минус первых дифракционных порядках, на оптической оси в выходной плоскости двухкаскадной системы за счет соответствующего выбора периода дифракционной решетки. При этом необходимые фазовые сдвиги между световыми полями могут быть обеспечены выбором начальной фазы дифракционной решетки. В оптической установке это выполняется перемещением решетки поперек оптической оси. Таким образом, устраняются оба недостатка, присущих интерферометрической схеме сложения мод. Совмещение полей мод осуществляется путем точного выдерживания расстояния $2a$ на подложке, где записаны ДОЭ, формирующие моды. Это достигается без труда – за счет высокой точности позиционирования современных систем построения фотошаблонов ДОЭ. Остается лишь точно выставить подложку с ДОЭ так, чтобы прямая,

соединяющая их центры, была перпендикулярна штрихам дифракционной решетки. Это также не вызывает трудностей, поскольку осуществляется вращением всей подложки с ДОЭ в целом с контролем совмещения полей лишь по одной координате. Подбор необходимых фазовых сдвигов между световыми полями также существенно упрощается, поскольку используются дифракционные решетки, период которых на один – два порядка больше λ и, соответственно, на порядок снижаются требования к точности юстировки соответствующего элемента.

Для расчета фазовых ДОЭ, формирующих модовые пучки Гаусса-Эрмита (ГЭ), модулированные высокочастотной функцией, был использован метод частичного кодирования [71]. На одну подложку были записаны три пары бинарно-амплитудных ДОЭ, формирующих моды ГЭ с индексами $(0,n)$ и $(n,0)$ при $n=1, 4, 9$ (рис. 1.2). Запись выполнялась при помощи кругового лазерного записывающего устройства CLWS-200. Каждый ДОЭ имел размер 2×2 мм с несущей частотой около 30 лин/мм, расстояние между парными ДОЭ составляло 12 мм. По той же технологии, но на другой подложке, была изготовлена соответствующая дифракционная решетка. Точное соответствие частоты дифракционной решетки несущим частотам цифровых голограмм достигается за счет того, что как цифровые голограммы, так и дифракционная решетка изготавливаются, как правило, в одном технологическом цикле и достижение точного соответствия их параметров не представляет сложности.

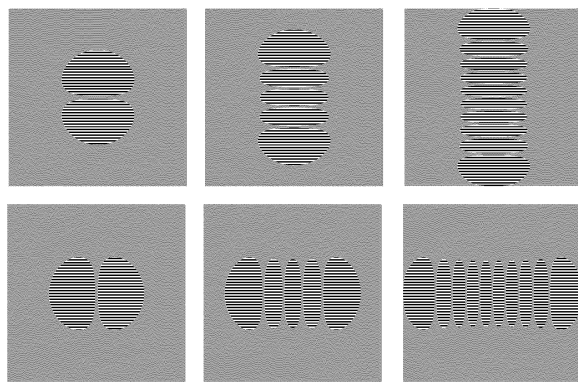


Рис. 1.2. Вид подложки с тремя парами ДОЭ, формирующими моды ГЭ с индексами $(0, n)$ и $(n, 0)$ при $n=1, 4, 9$

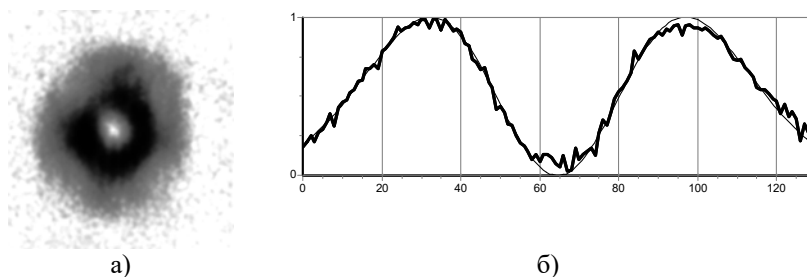


Рис. 1.3. Распределение интенсивности на выходе оптической схемы для мод ГЭ (0,1) и (1,0): а – экспериментальная картина (негатив); б – сравнительное продольное сечение, экспериментально полученное (толстая линия) и теоретическое (тонкая линия)

На рис. 1.3 показано распределение интенсивности (негатив), зарегистрированное при отсутствии анализатора на выходе оптической схемы, которое не зависит от сдвига дифракционной решетки.

На рис. 1.4 показаны распределения интенсивности после прохождения через анализатор в случае различных суперпозиций исходных линейно-поляризованных мод. При наличии анализатора выходного излучения распределения интенсивности для двух взаимно перпендикулярных положений его оси, соответствующих поляризациям двух разных мод, приведены на рис. 1.4 (а1, а 3). Видно, что степень поляризации мод близка к 100%, поскольку наблюдается лишь одна из них. При повороте анализатора на 45° и положении дифракционной решетки, соответствующем сложению полей, наблюдается распределение интенсивности, показанное на рис. 1.4, а2.

При сдвиге дифракционной решетки на 7,5 мкм, соответствующем изменению фазового сдвига между модами на π , распределение интенсивности переходит в другую диагональ, как показано на рис. 1.4, б2. Такой же эффект получался при повороте анализатора на -45° (рис. 1.4, а4). Это легко объяснимо переходом радиальной поляризации в смешанный линейный тип поляризации. Отличить один случай от другого можно по знаку поворота выходного распределения интенсивности. Если этот знак совпадает со знаком поворота анализатора, то поляризация радиальная, если нет, то смешанная. Данная схема обеспечивает простой переход от радиальной к азиму-

тальной поляризации, который достигается поворотом пластинки с ДОО на 180° вокруг оптической оси. При этом моды меняются местами и соответственно направление осей поляризаций мод меняется на 90° . Соответствующие распределения приведены на рис. 1.4,б. На рис. 1.4 в показан случай смешанной линейно-круговой поляризации, который был получен при сдвиге между модами на $\pi/2$.

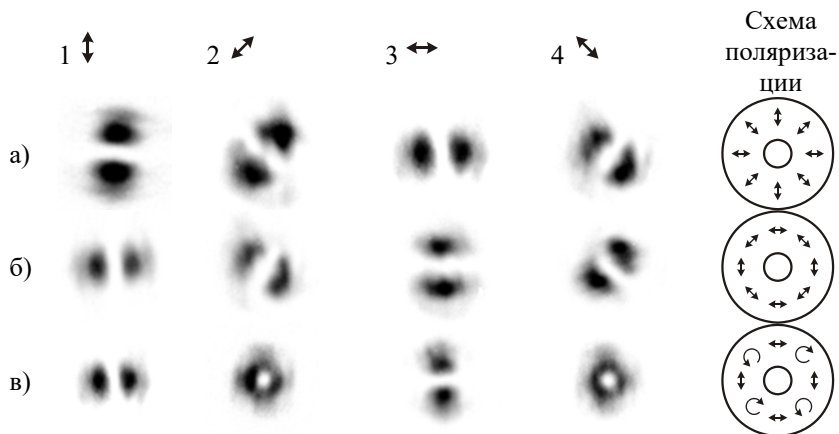


Рис. 1.4. Результаты применения поляризационного фильтра (1 – вертикальное положение, 2 – повернутое на 45° направо, 3 – горизонтальное, 4 – повернутое на 45° влево) к выходному распределению в случае различных суперпозиций исходных линейно-поляризованных мод ГЭ (0,1) и (1,0): а – радиальная; б – азимутальная; в – смешанная линейно-круговая поляризации

Однако в процессе юстировки предложенной оптической системы были выявлены более высокие требования к кривизне волнового фронта пучка, освещающего голограммы. Однако при правильной юстировке коллиматора по картине интерференции пучков, отраженных от поверхностей наклонной плоскопараллельной пластины, никаких проблем, связанных с расходимостью освещающего пучка, не возникает. Исследования также показали весьма высокую чувствительность предложенной оптической системы к отклонениям параметров дифракционной решетки от заданных. Данное свойство оптической системы, однако, не является недостатком, так как требуемые параметры легко могут быть получены при изготовлении решеток в едином расчетном и технологическом цикле.

Сравнение результатов рис. 1.4 с результатами, приведенными в [72], показывает более высокое качество формирования мод и, соответственно, более высокое качество выходного пучка с требуемыми поляризациями. Это объясняется большей устойчивостью к шумам бинарно-амплитудных голограмм, работающих в первом порядке дифракции. Несмотря на низкую энергетическую эффективность бинарно-амплитудных голограмм, общая энергетическая эффективность оказывается сравнимой с [72] из-за отсутствия двух объектов.

Кроме получения радиально-поляризованной моды ЛГ (0, 1), актуальной является задача получения радиально-поляризованных мод более высоких порядков, которые могут быть полезны в задаче острой фокусировки и сверхразрешения. В принципе суммирование мод более высоких порядков в данной схеме возможно. Покажем это на примере.

На рис. 1.5,а показана фаза ДОЭ, предназначенного формировать пару мод ГЭ с индексами (0,9), распространяющихся под углами к оптической оси. На рис. 1.5,б показано рассчитанное распределение интенсивности, формируемое этим ДОЭ на расстоянии $z = 500$ мм от плоскости ДОЭ. Моделирование когерентного сложения двух модовых пучков, распространяющихся под углами к оптической оси, показано на рис. 1.6. На рис. 1.6,а приведен вид подложки, на которой располагаются два фазовых ДОЭ, формирующих моды ГЭ с индексами (0,9) и (9,0) соответственно. На рис. 1.6,б показано рассчитанное распределение интенсивности, формируемое на расстоянии $z = 250$ мм от плоскости ДОЭ. На рис. рис. 1.7 показаны результаты экспериментального сложения мод ГЭ (4,0) и (0,4) и (9,0) и (0,9).



Рис. 1.5. Формирование мод ГЭ (0,9), распространяющихся под углами к оптической оси: а – фаза частично кодированного ДОЭ; б – распределение интенсивности (негатив), рассчитанное на расстоянии $z=500$ мм от плоскости ДОЭ

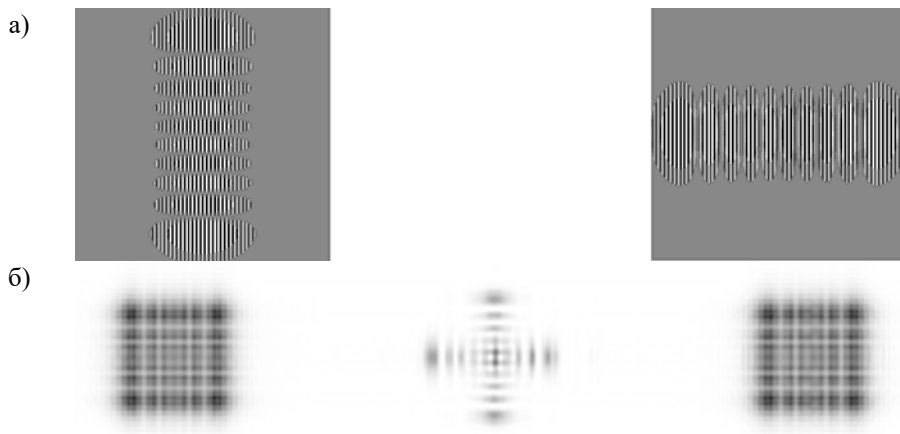


Рис. 1.6. Моделирование схемы когерентного сложения двух мод ГЭ (0,9) и (9,0): а – вид фазы двух ДОЭ, расположенных на одной подложке; б – распределение интенсивности (негатив), рассчитанное на расстоянии $z=250$ мм от плоскости ДОЭ

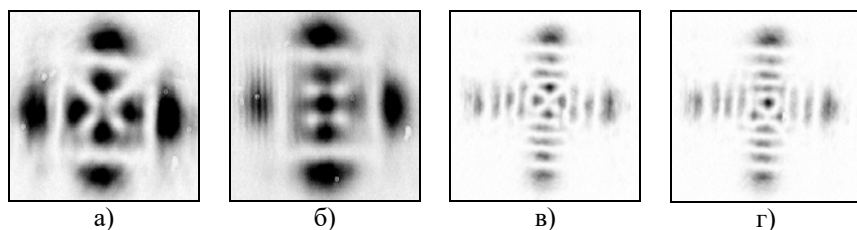


Рис. 1.7. Результаты экспериментального когерентного сложения мод с различными коэффициентами: а и б – для мод ГЭ (0,4) и (4,0); в и г – для мод ГЭ (0,9) и (9,0)

Однако получить цилиндрические векторные пучки более высоких радиальных порядков, т.е. $(n, 0)$, с помощью рассмотренного варианта интерференционного метода проблематично, так как в этом случае в суперпозиции участвует более двух мод ЭГ. В работе [73] был предложен и реализован метод преобразования цилиндрического пучка низкого порядка, полученного на выходе поляризационно-модового сумматора с помощью дополнительного фазового элемента. Недостатком данного метода является, безусловно, наличие дополнительного оптического элемента.

1.3 Поляризационные конверторы на основе сложения двух пучков с противоположными круговыми поляризациями

Более удобным, как показывают исследования, является метод получения радиально-поляризованных мод высоких порядков, основанный на суммировании двух пучков с круговой поляризацией [70, 74, 76]. Один из пучков поляризован по правому кругу, а другой – по левому, причем пучки имеют фазовые сингулярности противоположных знаков. В зависимости от знака при суммировании пучков на выходе схемы получается либо радиальная, либо азимутальная поляризация. При этом никаких ограничений на радиальные распределения в суммируемых пучках не накладывается. Они лишь должны быть одинаковыми. Однако экспериментальная реализация указанного принципа в работе [10] натолкнулась на серьезные трудности. Целью работы являлось преобразование гауссова пучка в пучок низкого порядка с радиальной поляризацией. Из-за несовершенства спиральных фазовых пластинок в работе [10] не удалось получить экспериментальных результатов приемлемого качества. Полученные распределения интенсивности как до анализатора, так и после него обладают сильной асимметрией, а интенсивность в центральной части пятна однородна и меняется в зависимости от положения анализатора. Все указанное свидетельствует об отсутствии даже качественного совпадения экспериментальных результатов с результатами моделирования. Трудности, связанные с изготовлением спиральных фазовых пластинок высокого качества, работающих в нулевом порядке дифракции, присутствуют и по сей день. Действительно, формирование пучков с вихревыми фазовыми сингулярностями в первом порядке дифракции хорошо известно [75] и не вызывает никаких трудностей в отличие от формирования их в нулевом порядке.

Применение ДОЭ дает возможность решить одновременно и другую важную проблему, а именно: получение радиально-поляризованных мод более высоких порядков без дополнительных оптических элементов. Как отмечалось выше, никаких ограничений на радиальные распределения суммируемых пучков данный метод не накладывает. Это означает полную свободу в выборе формируемых данным методом цилиндрических векторных пучков, поскольку методы дифракционной оптики позволяют получать из основной моды лазера любые другие моды и пучки с высокой эффективностью.

Для генерации мод высокого порядка предлагается схема, показанная на рис. 1.8. В основе работы предложенной оптической системы лежит схема рис. 1.1, обе схемы практически не отличаются кроме наличия четвертьволновой пластинки перед каждым ДОЭ с несущей частотой (рис. 1.8) вместо одной полуволновой пластинки перед первым ДОЭ (рис. 1.1). Также сформированные пучки дополнительно исследовались в фокусе Фурье-преобразующего объектива.

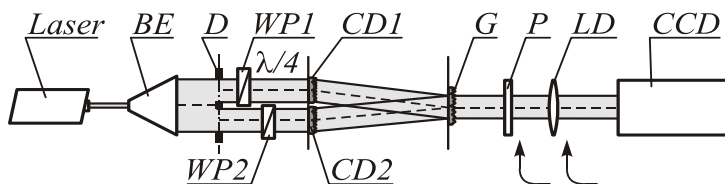


Рис. 1.8. Схема когерентного суммирования двух световых полей с круговыми поляризациями и фазовыми вихревыми пучками первого порядка с противоположными знаками: *BE* – расширитель лазерного пучка; *D* – диафрагма; *WP1*, *WP2* – четвертьволновые пластинки; *CD1*, *CD2* – ДОЭ с несущей частотой; *G* – дифракционная решетка; *P* – поляризатор-анализатор; *L* – Фурье-объектив; *CCD* – ПЗС-камера

Излучение лазерного источника оптического излучения с линейной поляризацией расширяется расширителем лазерного пучка *BE* и освещает кодированные несущей частотой ДОЭ *CD1* и *CD2* через четвертьволновые пластинки *WP1* и *WP2*, причем пластинки повернуты таким образом, чтобы один из ДОЭ освещался излучением, поляризованным по правому кругу, а другой – по левому. Каждый кодированный ДОЭ формирует пучки с фазовыми сингулярностями в $+1$ -м и -1 -м порядках дифракции, причем эти пучки являются комплексно-сопряженными. Пучки, сформированные в $+1$ -м порядке дифракции одного элемента и в -1 -м порядке дифракции другого элемента, распространяются в сходящихся направлениях и попадают на дифракционную решетку *G*, как показано на рис. 1.8. Решетка обеспечивает суммирование $+1$ -го дифракционного порядка для одного ДОЭ и -1 -го порядка для другого ДОЭ. Таким образом, обеспечивается суммирование комплексно сопряженных пучков с противоположными направлениями фазовых вихрей, что и требуется для получения нужного результата. Изменение фазового сдвига между пучками в оптической системе осуществляется, как и ранее, за счет

сдвига дифракционной решетки поперек оптической оси. Для экспериментальной проверки правильности предложенного подхода на одну подложку были записаны три пары бинарно-амплитудных ДОО, формирующих фундаментальную гауссову моду, моду ЛГ (3, 0) и бesselев пучок в ± 1 -м порядках. К каждому из пучков были добавлены вихревые фазовые составляющие первого порядка.

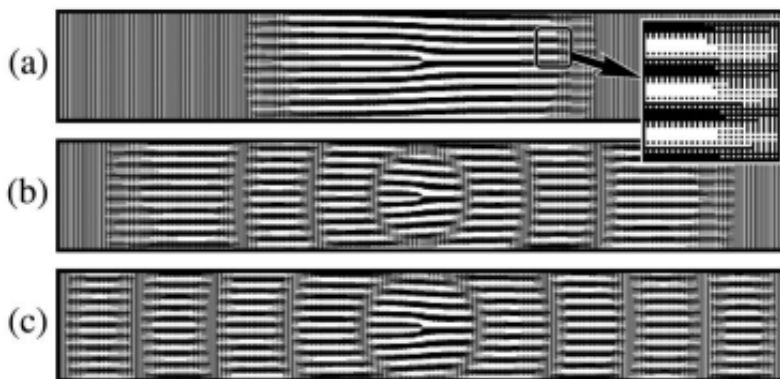


Рис. 1.9. Вид бинарных кодированных ДОО (центральная часть), формирующих: а – фундаментальную гауссову; б – моду ЛГ (3,0) и с – бesselевый пучок с добавленными вихревыми фазовыми составляющими первого порядка. Выноска на а) показывает увеличенный фрагмент ДОО

Для наглядного пояснения указанного принципа на рис. 1.9 показан увеличенный фрагмент одного из ДОО. На нем видна дополнительная высокочастотная решетка для передачи амплитудной составляющей функции пропускания.

Запись амплитудных бинарных ДОО выполнялась как и в предыдущем эксперименте при помощи кругового лазерного записывающего устройства CLWS-200. Каждый ДОО имел размер 8×8 мм с несущей частотой около 30 лин/мм. Картины участков изготовленных ДОО, снятые с использованием оптического микроскопа, приведены на рис. 1.10. Приведены характерные картины для центральной части (рис. 1.10, а), внутри колец (рис. 1.10,б) и переходной зоны между информативной и вспомогательной частью ДОО (рис. 1.10,в). Для проведения экспериментов была реализована оптическая система в соответствии со схемой на рис. 1.8.

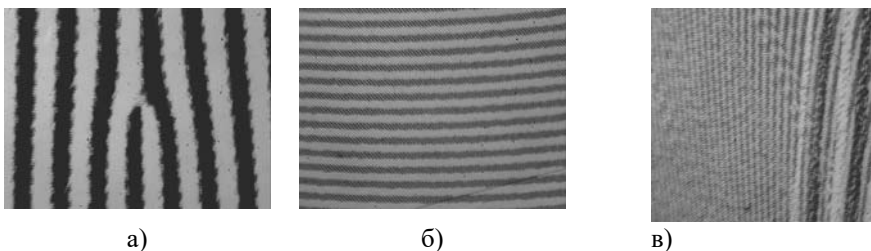


Рис. 1.10 Вид участков изготовленных ДОО под оптическим микроскопом: а – центральная часть; б – внутри колец; в – в переходной зоне между информативной и вспомогательной частью ДОО

Все параметры оптической схемы рис. 1.8 аналогичны схеме рис. 1.1. На рис. 1.11 приведены распределения интенсивности, зафиксированные при отсутствии и наличии поляризационного анализатора (при различных положениях) на расстоянии 200 мм от решетки, а на рис. 1.12 – аналогичные распределения в фокальной плоскости дополнительно введенной линзы с фокусным расстоянием 750 мм. Такой выбор фокусного расстояния был обусловлен близостью размеров получаемых спектров к размерам исходных распределений. Структура распределений соответствует радиальной поляризации сформированных пучков, которая сохраняется при распространении пучков как в ближней, так и дальней зоне дифракции.

Как видно из рис. 1.12, гауссовы пучки демонстрируют модовый характер – их распределение на выходе из конвертора и в дальней зоне (в фокусе линзы) практически не меняются. Бесселев же пучок при распространении в зоне дифракции Френеля имеет концентрацию интенсивности в центральной части пучка, а в дальней зоне энергия переходит в периферийную зону. Явно выделяются два кольца, радиус которых связан с масштабом бесселева пучка. Наличие двух спектральных колец вместо одного объясняется бинарной структурой оптического элемента, использованного для генерации бесселева пучка. Схема рис. 1.8 при всех своих достоинствах имеет низкую энергетическую эффективность. Это объясняется, во-первых, потерями при освещении пары ДОО – небольшая часть света идет на освещение пары ДОО, остальная часть широкого пучка (расширитель лазерного пучка ВЕ) не участвует в формировании моды, во-вторых, использование пары ДОО снижает интенсивность на выходе, поскольку от каждого ДОО используется только один дифракционный порядок.

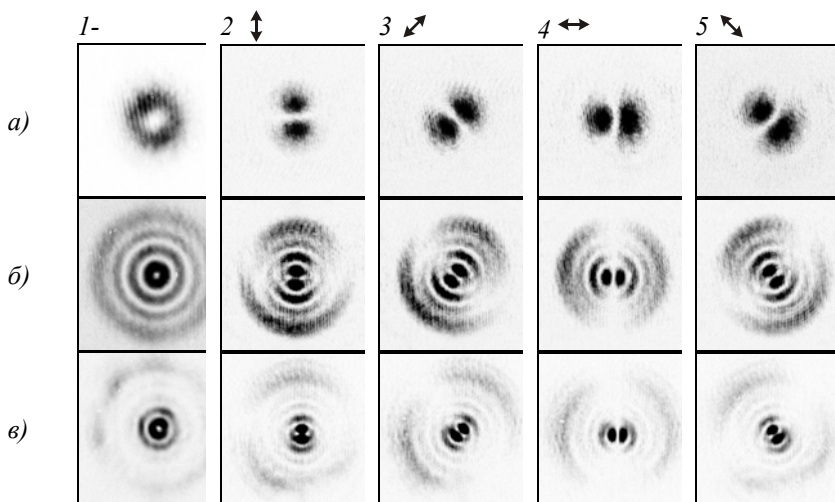


Рис.1.11. Распределения интенсивности (негатив) на выходе оптической схемы: 1 – без анализатора; далее при различных положениях анализатора; 2 – вертикальное расположение; 3 – повернутое вправо на 45° ; 4 – горизонтальное положение; 5 – повернутое влево на 45° . Распределения приведены для радиально-поляризованного пучка: а – низшей гауссовой моды; б – гауссовой моды высокого порядка; в – бesselовой моды, полученных суперпозицией пучков с круговой поляризацией

Поэтому была предложена [74] схема рис. 1.13 на основе интерференционного сложения пучков с фазовыми сингулярностями противоположных знаков.

Этот вариант по сути является интерферометром, в котором функцию разделения пучков выполняет один бинарный ДОЭ с несущей частотой CD. Коллимированное излучение гелий-неонового лазера ($\lambda=633$ нм) проходит через бинарный ДОЭ, излучение нулевого порядка при необходимости задерживается непрозрачной диафрагмой S. Кодированный ДОЭ формирует комплексно-сопряженные пучки с фазовыми сингулярностями в $+1$ -м и -1 -м порядках дифракции. Пучки, сформированные в $+1$ -м порядке дифракции и в -1 -м порядке дифракции, соединяются при помощи светоделительного кубика BS и зеркала M1. Четвертьволновые пластинки WP1, WP2 предназначены для преобразования линейной поляризации

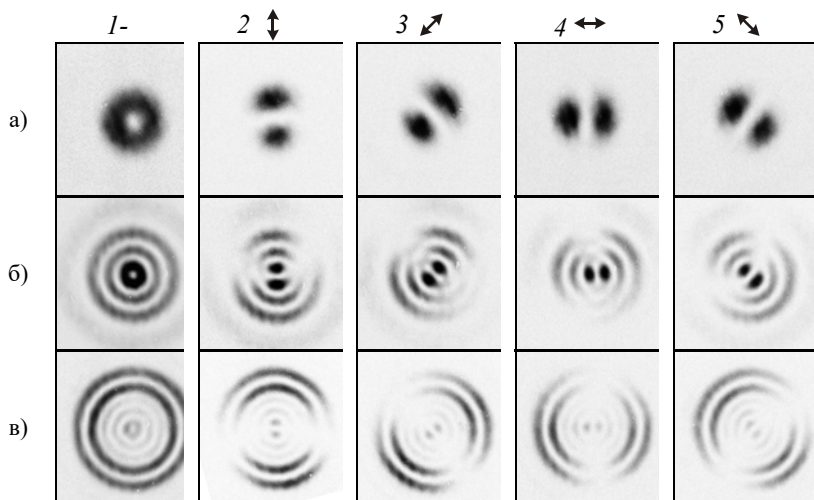


Рис. 1.12. Распределения интенсивности (негатив) в фокальной плоскости линзы, установленной на выходе оптической схемы без анализатора и при различных положениях анализатора для радиально-поляризованного пучка: а – нижней гауссовой моды; б – гауссовой моды высокого порядка; в – бесселевой моды, полученных суперпозицией пучков с круговой поляризацией

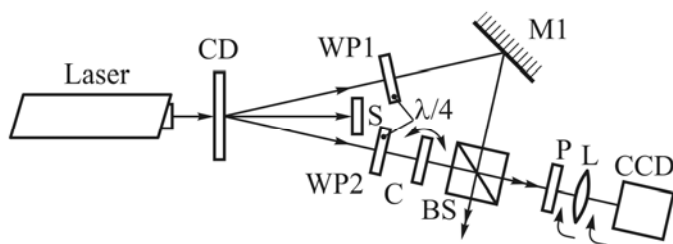


Рис. 1.13. Схема интерферометрического суммирования двух световых полей с круговыми поляризациями и фазовыми вихревыми пучками первого порядка с противоположными знаками: S – непрозрачная диафрагма; WP1, WP2 – четвертьволновые пластинки; C – компенсатор, CD – ДОО с несущей частотой; BS – светоделитель; P – поляризатор-анализатор; L – Фурье-объектив; CCD – ПЗС-камера; CD1, CD2 – ДОО с несущей частотой; G – дифракционная решетка; P – поляризатор-анализатор; L – Фурье-объектив; CCD – ПЗС-камера

в круговую поляризацию, причем одна пластинка формирует левоциркулярную, а другая – правоициркулярную поляризацию. Регулировка необходимого фазового сдвига между суммируемыми пучками осуществляется здесь дополнительной плоскопараллельной пластинкой (компенсатор С) путем изменения угла ее установки относительно оптической оси.

Для указанной схемы были изготовлены одиночные ДОЭ размером 8×8 мм, аналогичные показанным на рис. 1.9. В качестве лазерного источника использовался гелий-неоновый лазер Melles griot 25lhp 928 230. Для согласования диаметра пучка с диаметром ДОЭ дополнительно использовался расширитель пучка ВЕ, состоявший из $8 \times$ микрообъектива, диафрагмы 50 мкм и коллимирующего объектива с фокусным расстоянием 50 мм.

На рис. 1.14 приведены распределения интенсивности, для ДОЭ размером 8×8 мм. Для указанной схемы (рис. 1.13) сформированные пучки также обладают модовыми свойствами.

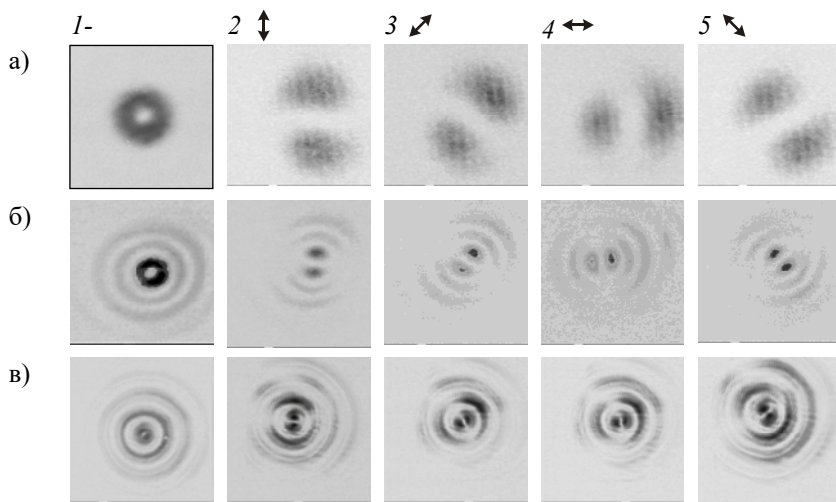


Рис. 1.14. Распределения интенсивности (негатив) в фокальной плоскости линзы, установленной на выходе оптической схемы без анализатора и при различных положениях анализатора для радиально-поляризованного пучка: а – низшей гауссовой моды; б – гауссовой моды высокого порядка; в – бесселевой моды, полученных суперпозицией пучков с круговой поляризацией

Из сравнения результатов, полученных с использованием схем, показанных на рис. 1.1, 1.8 и 1.13, ясно видно, что схемы генерируют пучки с неоднородной поляризацией и различаются только по уровню интегральной интенсивности. Основные различия между этими схемами состоят в процессе юстировки и энергетической эффективности получения пучка с неоднородной поляризацией. В схемах рис. 1.1 и 1.8 процесс юстировки значительно проще и сами оптические системы значительно компактнее в силу меньшего числа юстируемых элементов. Однако энергетическая эффективность данных оптических систем низкая и не превышает одного процента, в то время как полученная энергетическая эффективность системы в соответствии с рис. 1.13 составила около 20% (в двух выходных пучках) и теоретически может быть повышена до 80% при использовании фазовых ДОО.

1.4 Преобразователи поляризации на основе секторных пластин

Среди внерезонаторных методов формирования неоднородно поляризованных лазерных пучков отдельно стоят методы, основанные на применении секторных пластинок, в которых сектора представляют собой соответствующим образом ориентированные либо полуволновые пластинки [8, 77], либо пленочные поляризаторы [9]. В первом варианте используется линейно поляризованный освещающий пучок, а во втором случае – пучок с круговой поляризацией.

Преобразователь линейной поляризации, состоящий из секторных полуволновых пластинок, можно использовать как для формирования радиальной, так и азимутальной поляризации путем поворота пластинки на 90°. Пленочный преобразователь рассчитан на трансформацию круговой поляризации только в какую-либо одну из цилиндрических поляризаций. Эффективное преобразование (практически без энергетических потерь) обеспечивает лишь вариант с полуволновыми пластинками. Однако такой элемент гораздо сложнее реализуется в технологическом плане.

В принципе, отличительной особенностью секторных поляризационных преобразователей является простота использования готовых устройств при относительной сложности их качественного изготовления. Основными факторами, ухудшающими качество

сформированных пучков и, соответственно, усложняющими технологию реализации, являются дифракция на границах секторов и отклонения от параллельности секторов у пластинок первого типа. Данные факторы приводят к появлению высокочастотных шумов в виде дифракционных полос (особенно в ближней зоне) и к дополнительным нарушениям аксиальной симметрии сформированных пучков. Изначальное нарушение осевой симметрии определяется ограниченностью числа секторов (обычно не более 8). В работах [8,9,77] для борьбы с указанными явлениями применяют низкочастотную пространственную фильтрацию полученного пучка при помощи телескопической системы с точечной диафрагмой в фокусе. Это приводит к значительным потерям энергии, хотя дискретность из-за ограниченности числа секторов все равно частично сохраняется. В разделе рассматривается применение секторных поляризационных пластин для создания радиально- и азимутально-поляризованных пучков, фокусируемых как высокоапертурным объективом, так и дифракционным аксиконом с умеренной числовой апертурой [78].

Восьмисекторные пластинки на основе полуволновых пластинок мультипорядка были изготовлены для длины волны 633 нм научно-производственной фирмой ЭЛАН (г. Санкт-Петербург) по технологии фиксации секторов между двумя плоскопараллельными пластинами (рис. 1.15). В процессе отработки технологии нарезки секторов выяснилось, что обычная технология лазерной резки (термораскалывание) для произвольной ориентации реза относительно оси кристалла не обеспечивает высокого качества реза (поверхности реза могут отклоняться от строгой перпендикулярности по отношению к поверхности пластинок). Данное обстоятельство, как показали дальнейшие исследования, имело негативные последствия для результатов экспериментов. На рис. 1.15 представлен элемент из восьми секторов – полуволновых пластин. Оптическая ось каждого из восьми секторов поворачивает плоскость поляризации падающего излучения в радиальном или азимутальном направлении в зависимости от положения плоскости поляризации падающего плоскополяризованного излучения. Для перехода от азимутальной к радиальной поляризации необходимо либо поворачивать элемент вокруг своей оси, либо поворачивать плоскость поляризации излучения. Элемент, составленный из полуволновых пластин, обладает такими преимуществами по сравнению с пластинкой из пленочных поляризаторов, как



Рис. 1.15. 8-секционный поляризатор на основе полуволновых пластинок

высокая эффективность и возможность формировать азимутальную и радиальную поляризацию.

Также для исследования и сравнения были (рис. 1.16) изготовлены [78] четырех- и восьмисекционные пластинки на основе пленочных поляризаторов. Для формирования радиальной поляризации требуется, чтобы падающий на элемент пучок имел круговую поляризацию. Применение поляризаторов влечет снижение выходной мощности до уровня около 50 процентов. К преимуществам такой конфигурации следует отнести низкие затраты на изготовление и отсутствие необходимости юстировки пластинки по углу поворота вокруг оптической оси.

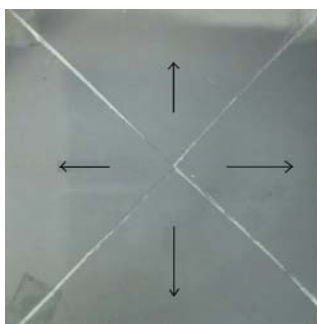


Рис. 1.16. 4-секционная пластинка на основе пленочных поляризаторов. Стрелками показано направление осей пропускания поляризаторов

Были получены распределения интенсивности, формируемые в ближней зоне упомянутыми пластинками для расчетной длины волны 633 нм при освещении соответствующим образом поляризованными пучками при различных положениях оси анализатора, показанные на рис. 1.17. На рисунке хорошо видно, что в ближней зоне пятна от разных секторов видны раздельно и, кроме того, у первой пластинки центры некоторых пятен имеют отклонения от окружности, что связано, по-видимому, с отсутствием взаимной параллельности поверхностей секторов.

Первая пластинка характеризуется также значительно большим уровнем высокочастотных шумов в виде дифракционных картин, возникающих на фазовых скачках.

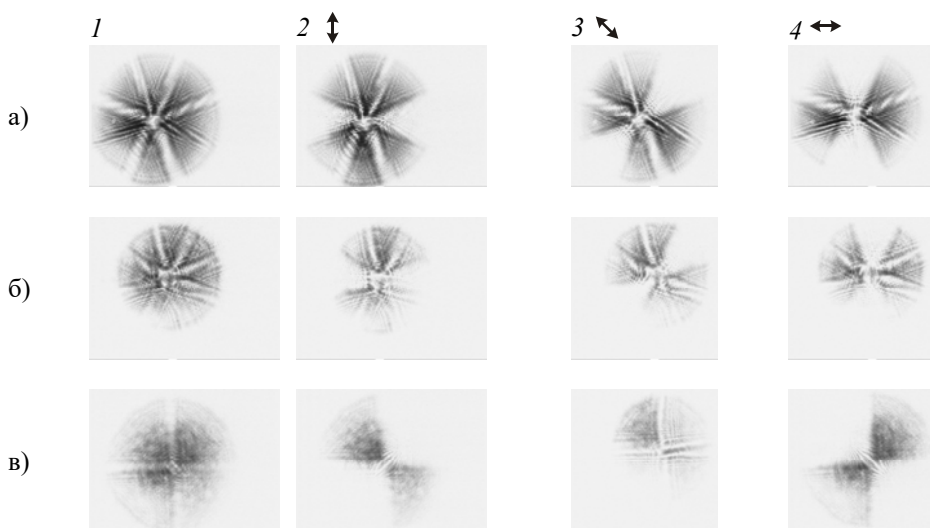


Рис. 1.17. Распределения интенсивности радиально-поляризованного излучения, сформированного секторными пластинами в ближней зоне при различных положениях оси анализатора: а – 8-секционный поляризатор из полуволновых пластинок; б – 8-секционная пластинка из пленочных поляризаторов; в – 4-секционная пластинка из пленочных поляризаторов

Как о том говорилось выше, это связано с отсутствием оптического контакта между секторами из-за некачественных поверхностей реза у некоторых секторов. Однако картины для различных положений оси анализатора подтверждают правильную ориентацию осей у

различных секторов. На рис. 1.17 также видно, что структура распределений интенсивности и у пленочных элементов соответствует радиальной поляризации сформированных пучков, которая сохраняется при распространении пучков и в дальней зоне дифракции.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Davidson, N. High-numerical-aperture focusing of radially polarized doughnut beams with a parabolic mirror and a flat diffractive lens / N. Davidson, N. Bokor // *Optics Letters*. – 2004. – Vol. 29, Issue 12. – P. 1318-1320.
2. Kozawa, Y. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa and S. Sato // *Journal of Optical Society of America B*. – 2007. – Vol. 24. – P. 1793.
3. Lerman, G.M. Effect of radial polarization and apodization on spot size under tight focusing conditions / G.M. Lerman and V. Levy // *Optics. Express*. – 2008. – Vol. 16. – P. 4567.
4. Topological charge and angular momentum of light beams carrying optical vortices / M. S. Soskin, V. N. Gorshkov, M. V. Vasnetsov [et al] // *Physical Review A*. – 1997. – Vol. 56. – P. 4064.
5. Kozawa, Y. Dark spot formation by vector beams / Y. Kozawa and S. Sato // *Optics. Letters*. – 2008. – V. 33. – P. 2326.
6. Tian, B. Tight focusing of a double-ring-shaped, azimuthally polarized beam / B. Tian and J. Pu // *Optics. Letters*. – 2011. – V. 36. – P. 2014-2016.
7. Хонина, С.Н. Анализ влияния волновых aberrаций на уменьшение размеров фокального пятна в высокоапертурных фокусирующих системах / С.Н. Хонина, А.В. Устинов, Е.А. Пелевина // *Компьютерная оптика*. – 2011. – Т. 35, № 2. – С. 203-219.
8. Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe [et al] // *Optics Letters*. – 2007. — Vol. 32, No. 11.
9. Zhongsheng Man. Arbitrary vector beams with selective polarization states patterned by tailored polarizing films / Zhongsheng Man, Changjun Min, Yuquan Zhang, Zhe Shen and X-C Yuan // *Laser Physics*. – 2013. – V. 23, P. 105001.
10. Tidwell, S.C. Generating radially polarized beams interferometrically / S.C. Tidwell, D.H. Ford and W.D. Kimura // *Applied Optics*. – 1990. – V. 29. – P. 2234-2239.
11. Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam / N. Passilly, R. de Saint Denis, K. Aït-Ameur [et al] // *Journal of Optical Society of America A*. – 2005. – V. 22(5). – P. 984-991.

12. Tidwell, S.C. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer / S.C. Tidwell, G.H. Kim and W.D. Kimura // *Applied Optics*. – 1993. – V. 32. – P. 5222-5229.
13. Niu, C.H. A new method for generating axially-symmetric and radially-polarized beams / C.H. Niu, B.Y. Gu, B.Z. Dong and Y. Zhang // *Journal of Physics D*. – 2005 – Vol. 38, P. 827-832.
14. Карпеев, С.В. Оптическая схема для универсальной генерации и конверсии поляризационно-неоднородного лазерного излучения с использованием ДОО / С.В. Карпеев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2009. – Т. 33, № 3. – С. 261-267.
15. Toufic, G. Vectorial beam shaping / G. Toufic, Jabbour and Stephen M. Kuebler // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16, Issue 10. – P. 7203-7213.
16. Design of DOE for generating a needle of a strong longitudinally polarized field / Kun Huang, Peng Shi, Xue-liang Kang [et al] // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35, Issue 7. – P. 965-967.
17. Волостников, В.Г. Формирование световых полей со сложной поляризационной структурой с использованием астигматической дифракционной линзы / В.Г. Волостников, Е.Н. Воронцов, С.П. Котова // *Известия СНЦ РАН*. – 2011. – Т.13, № 4 (2). – С. 580-583.
18. Focusing light to a tighter spot / S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler [et al] // *Optics Communications*. – 2000. – Vol. 179. – P. 1-7.
19. Novotny, L. Near-field optical imaging using metal tips illuminated by higher-order Hermite-Gaussian beams / L. Novotny, E. J. Sanchez, X. S. Xie // *Ultramicroscopy*. – 1998. – Vol. 71. – P. 21-29.
20. Khonina, S.N. Controlling the contribution of the electric field components to the focus of a high-aperture lens using binary phase structures / S.N. Khonina, S.G. Volotovskiy // *J. Opt. Soc. Am. A*. – 2010. – Vol. 27, N 10. – P. 2188-2197.
21. Kraus, M. Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization / M. Kraus, M.A. Ahmed, A. Michalowski [et al] // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18, No. 21. – P. 22305.
22. Microdrilling of metals with ultrashort laser pulses / H. Tönshoff, C. Momma, A. Ostendorf [et al] // *J. Laser Appl.* – 2000. – Vol. 12(1). – P. 23-27.
23. Niziev, V.G. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency / V.G. Niziev, A.V. Nesterov // *J. Phys. D: Appl. Phys.* – 1999. – Vol. 32. – P. 1455-1461.
24. Zhan, Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan, // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – Vol. 1, – P. 1-57.
25. Polarization-dependent ablation of silicon using tightly focused femtosecond laser vortex pulses / C. Hnatovsky, V. G. Shvedov, N. Shostka [et al] // *Optics Letters*. – 2012. – Vol. 37. No. 2. – P. 226-228.

26. Metal microneedle fabrication using twisted light with spin / T. Omatsu, K. Chujo, K. Miyamoto [et al] // Optics Express. – 2010. – Vol. 18, No. 17. – P. 17967-17973.
27. Beversluis, M.R. Longitudinal field modes probed by single molecules / M.R. Beversluis, L. Novotny, K.S. Youngworth and T.G. Brown // Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 86, N 23. – P. 5251-5254.
28. Xie, X.S. Probing single molecule dynamics / X.S. Xie and R.C. Dunn // Science. – 1994. – Vol. 265. – P. 361-364.
29. Dorn, R. Sharper focus for a radially polarized light beam / R. Dorn, S. Quabis and G. Leuchs // Phys. Rev. Lett. – 2003. – Vol. 91. – P. 233901.
30. Kitamura, K. Sub-wavelength focal spot with long depth of focus generated by radially polarized, narrow-width annular beam / K. Kitamura, K. Sakai and S. Noda // Opt. Express. – 2010. – Vol. 18, N 5. – P. 4518-4525.
31. Novotny, L. Longitudinal field modes probed by single molecules / L. Novotny, S.J. Stranick // Annu. Rev. Phys. Chem. – 2006. – Vol. 57. – P. 303-331.
32. Wang, J. Development and prospect of near-field optical measurements and characterizations / J. Wang, Q. Wang, M. Zhang // Front. Optoelectron. – 2012. – Vol. 5, N 2. – P. 171-181.
33. 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 and M. Gu // Appl. Phys. Lett. – 2005. – Vol. 86. – P. 131110.
34. Surface plasmon interference excited by tightly focused laser beams / A. Bouhelier, F. Ignatovich, A. Bruyant [et al] // Opt. Lett. – 2007. – Vol. 32, N 17. – P. 2535-2537.
35. Chen, W. Realization of an evanescent Bessel beam via surface plasmon interference excited by a radially polarized beam / W. Chen and Q. Zhan // Opt. Lett. – 2009. – Vol. 34, N 6. – P. 722-724.
36. Analysis of the shape of a subwavelength focal spot for the linearly polarized light / V.V. Kotlyar, S.S. Stafeev, Y. Liu [et al] // Appl. Opt. – 2013. – Vol. 52, N 3. – P. 330-339.
37. Zayats, A.V. Apertureless near-field optical microscopy via local second-harmonic generation / A.V. Zayats, V. Sandoghdar // J. Microscopy. – 2001. – Vol. 202. – P. 94-99.
38. Bouhelier, A. Near-field scattering of longitudinal fields / A. Bouhelier, M.R. Beversluis and L. Novotny // Appl. Phys. Lett. – 2003. – Vol. 82(25). – P. 4596-4598.
39. Optical properties of microfabricated fully-metal-coated near-field probes in collection mode / E. Descrovi, L. Vaccaro, L. Aeschmann [et al] // JOSA A. – 2005. – Vol. 22(7). – P. 1432-1441.

40. Kalosha, V.P. Toward the subdiffraction focusing limit of optical superresolution / V.P. Kalosha and I. Golub // *Opt. Lett.* – 2007. – Vol. 32. – P. 3540-3542.
41. Kotlyar, V. V. Sharp focus area of radially-polarized gaussian beam propagation through an axicon / V. V. Kotlyar, A. A. Kovalev and S. S. Stafeev // *Progress In Electromagnetics Research C.* – 2008. – Vol. 5. – P. 35–43.
42. 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.
43. Хонина, С.Н. Исследование применения аксиконов в высокоапертурной фокусирующей системе / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 1. – С. 35-51.
44. Котляр В.В. Дифракция гауссового пучка на логарифмическом аксиконе: преодоление дифракционного предела / В.В. Котляр, А.А. Ковалев, С.С. Стафеев // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 436-442.
45. 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. Волоотовский, А.А. Ковалев // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 443-460.
46. Хонина, С.Н. Формирование осевого отрезка с уменьшенным поперечным размером для линейной поляризации освещающего пучка с помощью высокоапертурных бинарных аксиконов, не обладающих осевой симметрией / С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика.* – 2010. – Т. 34, № 4. – С. 461-468.
47. York, A. G. Direct Acceleration of Electrons in a Corrugated Plasma Waveguide / A. G. York, H. M. Milchberg, J. P. Palastro, T. M. Antonsen // *Physical Review Letters.* – 2008. – Vol.100. – P. 195001.
48. 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 [и др.] // *Компьютерная оптика.* – 2011. – Т. 35, № 1. – С. 11-21.
49. Субволновая фокусировка с помощью бинарного микроаксикона с периодом 800 нм / В.В. Котляр, С.С. Стафеев, М.И. Шанина [и др.] // *Компьютерная оптика.* – 2011. – Т. 35, № 1. – С. 4-10.
50. Sick, B. Orientational imaging of single molecules by annular illumination / B. Sick, B. Hecht and L. Novotny // *Phys. Rev. Lett.* – 2000. – V. 85. – P. 4482-4485.
51. Romea, R.D. Modeling of inverse Cherenkov laser acceleration with axicon laser beam focusing. / R.D. Romea and W.D. Kimura // *Physical Review D.* – 1990. – V. 42, N 5. – P. 1807.

52. Kozawa, Yu. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism / Yuichi Kozawa and Shunichi Sato // *Opt. Lett.* – 2005. – V. 30(22). – P. 3063-3065.
53. Simultaneous generation of helical beams with linear and radial polarization by use of a segmented half-wave plate / Hikaru Kawauchi, Yuichi Kozawa, Shunichi Sato [et al] // *Opt. Lett.* – 2008. – V. 33(4). – P. 399-401.
54. Низьев, В.Г. Генерация поляризационно-неоднородных мод в мощном CO₂ лазере / В.Г. Низьев, В.П. Якунин, Н.Г. Туркин // *Квантовая электроника.* – 2009. – Т.39(6). – С. 505-514.
55. Bomzon, Z. Radially and azimuthally polarized beams generated by space-variant dielectric subwavelength gratings / Ze'ev Bomzon, Gabriel Biener, Vladimir Kleiner, and Erez Hasman // *Opt. Lett.* – 2002. – V. 27(5). – P. 285-287.
56. 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 and S. Sato // *Opt. Lett.* – 2006. – V. 31(14). – P. 2151-2153.
57. Manasadevi, P. Generation of radially and azimuthally polarized beams in Yb:YAG laser with intra-cavity lens and birefringent crystal / P. Manasadevi, Thirugnanasambandam, Yuri Senatsky and Ken-ichi Ueda // *Optics Express.* – 2011. – Vol. 19, Issue 3. – P. 1905-1914.
58. Cylindrical Vector Laser Beam Generated by the Use of a Photonic Crystal Mirror / Yuichi Kozawa, Shunichi Sato, Takashi Sato [et al] // *Applied Physics Express.* – 2008. – V. 1. – P. 022008.
59. Youngworth, K. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams / K. Youngworth and T. Brown // *Opt. Express.* – 2000. Vol. 7. – P. 77-87.
60. Biss, D.P. Dark-field imaging with cylindrical-vector beams / D.P. Biss, K.S. Youngworth and T.G. Brown // *Appl. Opt.* – 2006. – Vol. 45. – P. 470-479.
61. Volpe, G. Generation of cylindrical vector beams with few-mode fibers excited by Laguerre–Gaussian beams / G. Volpe, D. Petrov // *Opt. Comm.* – 2004. – Vol. 237. – P. 89-95.
62. Hirayama, T. Generation of a cylindrically symmetric, polarized laser beam with narrow linewidth and fine tenability / Toru Hirayama, Yuichi Kozawa, Takahiro Nakamura and Shunichi Sato // *Opt. Express.* – 2006. – Vol. 14(26). – P. 12839-12845.
63. Davis, J.A. Two dimensional polarization encoding with a phase only liquid-crystal spatial light modulator / J.A. Davis, D.E. McNamara, D.M. Cottrell and T. So-nehara // *Appl. Opt.* – 2000. – Vol. 39. – P. 1549-15541.
64. Mark, A. A. Method for the generation of arbitrary complex vector wave fronts / Mark A. A. Neil, Farnaz Massoumian, Rimvydas Juškaitis and Tony Wilson // *Opt. Lett.* – 2002. – Vol. 27(21). – P. 1929-1931.

65. Kohler, C. Hologram optimization for SLM-based reconstruction with regard to polarization effects / C. Kohler, T. Haist, X. Schwab and W. Osten // *Opt. Express*. – 2008. – Vol. 16(19). – P. 14853-14861.
66. Kogelnik, H. Laser beams and resonators / H. Kogelnik and T. Li // *Appl. Opt.* – 1966. – Vol. 5 (10). P 1550–1567.
67. Yu, F.T.S. Introduction to diffraction, information processing, and holography: translated from English / Edited by V.K. Sokolov. M.: Sov. Radio, 1979. – P. 304 (in Russian).
68. Хонина, С.Н. Дифракционные оптические элементы, согласованные с модами Гаусса-Лагерра / С.Н. Хонина, В.В. Котляр, В.А. Сойфер // *Компьютерная оптика*. – 1997. – Т. 17. – С. 25-31.
69. Формирование мод Гаусса-Эрмита с помощью бинарных ДОО / С.Н. Хонина, В.В. Котляр, В.А. Сойфер [и др.] // *Компьютерная оптика*. – 1998. — Т. 18. – С. 28-36.
70. Karpeev, S.V Generation and conversion of mode beams and their polarization states on the basis of diffractive optical element application / S.V. Karpeev, S.N. Khonina, S.V. Alferov // *Opt. Eng.* – 2013 – Vol. 52, 9. – P. 091718-1 – 091718-8.
71. Хонина, С.Н. Формирование лазерных пучков Эйри с помощью бинарно-кодированных дифракционных оптических элементов для манипулирования микрочастицами / С.Н. Хонина, Р.В. Скиданов, О.Ю. Моисеев // *Компьютерная оптика*. – 2009. – Т.33, №2. – С. 138-146.
72. Khonina S. N. Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams / S. N. Khonina, S. V. Karpeev // *Applied Optics*. – 2010 –Vol. 49, №10. – P. 1734-1738.
73. Khonina S. N. Generating inhomogeneously polarized higher-order laser beams by use of DOEs beams / S. N. Khonina, S. V. Karpeev // *J. Opt. Soc. Am. A* – 2011. – Vol. 28, № 10. – P. 2115-2123.
74. Khonina, S.N. Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov // *Optics Letters*.–2012. – Vol. 37, No. 12. – P. 2385-2387.
75. Generation of rotating Gauss-Laguerre modes with binary-phase diffractive optics / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer [et al] // *Journal of Modern Optics*. – 1999. – V. 46(2). – P. 227-238.
76. Поляризационный конвертор для формирования лазерных пучков высокого порядка с использованием бинарного дифракционного оптического элемента / С.В. Алферов, С.В. Карпеев, С.Н.Хонина [и др.] // *Вестник Самарского государственного технического университета. Сер. Физ.-мат. науки*. – 2012. – Вып. 4(29). – С. 162-170.

77. Spatially-variable retardation plate for efficient generation of radially- and azimuthally-polarized beams / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe [et al] // Optics Communications. – 2008. – Vol. 281. – P. 732-738.
78. Алферов, С.В. Экспериментальное исследование фокусировки неоднородно поляризованных пучков, сформированных при помощи секторных пластинок / С.В. Алферов, С.В. Карпеев, С.Н. Хонина, О.Ю. Моисеев // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 1. – С. 57-66.

2 ФОРМИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ МЕТОДАМИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ ОПТИКИ

2.1 Теоретическое и экспериментальное исследование поляризационных преобразований в одноосных кристаллах для получения цилиндрических векторных пучков высоких порядков

Одной из актуальных задач оптики является разработка методов, позволяющих преобразовывать одни свойства электромагнитного излучения в другие. Среди наиболее востребованных можно назвать преобразование пучков с однородной поляризацией в цилиндрические векторные пучки [1]. Анизотропные вещества широко используются в оптике для таких преобразований, причем как внутри, так и вне резонаторов.

Во внутрирезонаторных методах [2-4] двулучепреломляющие кристаллы выполняют функцию дискриминации мод, разделяя их либо поперек [2], либо вдоль [3, 4] оптической оси. По принципу действия метод [2] похож на внerezонаторный метод интерферометрического сложения двух мод [5-7] с ортогональными плоскими поляризациями. Оптическая ось кристалла при этом расположена под углом к оптической оси резонатора.

Методы, описанные в работах [3, 4], реализуют продольное разделение мод вдоль оптической оси резонатора в двух фокусах. Оптическая ось кристалла при этом параллельна оптической оси резонатора. Для создания большей сходимости пучков в кристалле реализуется оптическая схема неустойчивого резонатора. Настройкой внутрирезонаторной диафрагмы можно добиваться выделения радиальной или азимутальной поляризаций. У описанного метода также имеются внerezонаторные аналоги [8, 9]. В этих работах для создания сходящегося пучка в кристалле используется телескопическая система.

Весьма популярным становится преобразование Бесселевых пучков в двулучепреломляющих кристаллах для создания необходимых поляризаций [10, 11]. При этом получают как радиальная и азимутальная [11], так и смешанные «спиральные» типы поляризаций [10]. В работе [11] используются рефракционные аксиконы для создания кольца с плоским волновым фронтом, а после прохождения кристалла радиальная и азимутальная поляризации разделяются при помощи поляризационной призмы Волластона. Однако получить такими методами цилиндрические векторные пучки высших порядков не представляется возможным. Напомним, что цилиндрические векторные пучки высших порядков расширяют возможности управления компонентами электрического поля [12-15] при острой фокусировке.

Наиболее удобной в плане практической реализации является схема [8], включающая формирователь оптического вихря, фокусирующий и изображающий объективы, двулучепреломляющий кристалл и регулируемую диафрагму. Освещающий лазерный пучок должен иметь круговую поляризацию, причем, изменяя ее направление либо знак фазового вихря, можно менять тип поляризации. В этой схеме нет принципиальных ограничений на порядок формируемых радиально- или азимутально-поляризованных мод. Возможность дискриминации мод высших порядков теоретически рассмотрена в работе [3], однако не предложено эффективных методов ее реализации. Для формирования цилиндрических векторных пучков высших порядков требуется изначально формировать вихревые пучки высших порядков, что наиболее эффективно можно осуществить при помощи ДОО [16, 17].

В данной работе аналитически и численно рассмотрены два основных режима формирования цилиндрических векторных пучков в двулучепреломляющих кристаллах – с одним совмещенным фокусом и с двумя фокусами. Показано, что в однофокусном режиме формируемый пучок всегда имеет смешанный тип поляризации. В режиме с двумя фокусами при наличии в падающем пучке вихревой фазы имеет место разделение пучков с радиальной и азимутальной поляризацией. Данные результаты обобщены на случай формирования радиально- и азимутально-поляризованных мод высших порядков.

Для экспериментального подтверждения результатов моделирования проведены натурные эксперименты с кристаллом исландского шпата. Результаты экспериментов качественно согласуются с моделированием.

Рассмотрим одноосный кристалл, обладающий только анизотропной диэлектрической проницаемостью (магнитная проницаемость изотропна), причем ось кристалла ориентирована вдоль оптической оси. В этом случае тензоры диэлектрической и магнитной проницаемости соответственно имеют следующий вид:

$$\vec{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_o & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_o & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_e \end{pmatrix}, \quad \vec{\mu} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (2.1)$$

Для лазерных пучков с фазовой вихревой зависимостью:

$$\mathbf{E}(r, \varphi) = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} E(r) \exp(im\varphi) \quad (2.2)$$

прохождение через одноосный кристалл параллельно его оси можно описать на основе разложения по плоским волнам [18]:

$$\mathbf{E}_m(\rho, \theta, z) = k^2 i^{-2m} \exp(im\theta) \times \\ \times \int_0^\infty \left\{ \begin{pmatrix} SS_m(t, \theta) & -SC_m(t, \theta) \\ -SC_m(t, \theta) & CC_m(t, \theta) \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_o(\sigma)] + \right. \\ \left. + \begin{pmatrix} CC_m(t, \theta) & SC_m(t, \theta) \\ SC_m(t, \theta) & SS_m(t, \theta) \\ -\frac{\varepsilon_o \sigma}{\varepsilon_e \gamma_2(\sigma)} C_m(t, \theta) & -\frac{\varepsilon_o \sigma}{\varepsilon_e \gamma_2(\sigma)} S_m(t, \theta) \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_e(\sigma)] \right\} \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} F_m(\sigma) \sigma d\sigma, \quad (2.3)$$

где

$$\gamma_o(\sigma) = \sqrt{\varepsilon_o - \sigma^2}, \quad \gamma_e(\sigma) = \sqrt{\varepsilon_o - \sigma^2 \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e}}; \quad (2.4)$$

$$\begin{aligned}
C_m(t, \theta) &= \frac{i}{2} [e^{i\theta} J_{m+1}(t) - e^{-i\theta} J_{m-1}(t)], & S_m(t, \theta) &= \frac{1}{2} [e^{i\theta} J_{m+1}(t) + e^{-i\theta} J_{m-1}(t)], \\
SC_m(t, \theta) &= \frac{i}{4} [e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)], & CC_m(t, \theta) &= \frac{1}{4} [2J_m(t) - e^{i2\theta} J_{m+2}(t) - e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)], \\
SS_m(t, \theta) &= \frac{1}{4} [2J_m(t) + e^{i2\theta} J_{m+2}(t) + e^{-i2\theta} J_{m-2}(t)], & t &= k\rho\sigma,
\end{aligned} \tag{2.5}$$

$$F_m(\sigma) = \int_0^\infty E(r) J_m(kr\sigma) r dr, \tag{2.6}$$

(p_x, p_y) – вектор поляризации падающего на кристалл пучка.

Как видно из (2.3), обыкновенный пучок соответствует ТЕ-моду, а необыкновенный – ТМ-моду.

Рассмотрим выражение (2.3) для различных значений m , соответствующих порядку вихревой фазы в (2.2).

В отсутствие вихревой фазовой зависимости ($m = 0$) выражение (2.3) для обыкновенного и необыкновенного пучков принимает следующий вид:

$$\mathbf{E}_0^o(\rho, \theta, z) = \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \begin{pmatrix} p_x J_0(k\rho\sigma) \mathbf{e}_x + J_2(k\rho\sigma) [p_x \cos 2\theta \mathbf{e}_x + p_y \sin 2\theta \mathbf{e}_y] \\ p_y J_0(k\rho\sigma) \mathbf{e}_y + J_2(k\rho\sigma) [p_x \sin 2\theta \mathbf{e}_x - p_y \cos 2\theta \mathbf{e}_y] \\ 0 \end{pmatrix} \times \tag{2.7}$$

$$\times \exp[ikz\gamma_o(\sigma)] F_0(\sigma) \sigma d\sigma,$$

$$\mathbf{E}_0^e(\rho, \theta, z) = \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \begin{pmatrix} p_x J_0(k\rho\sigma) \mathbf{e}_x - J_2(k\rho\sigma) [p_x \cos 2\theta \mathbf{e}_x + p_y \sin 2\theta \mathbf{e}_y] \\ p_y J_0(k\rho\sigma) \mathbf{e}_y - J_2(k\rho\sigma) [p_x \sin 2\theta \mathbf{e}_x - p_y \cos 2\theta \mathbf{e}_y] \\ -\frac{2\varepsilon_o\sigma i}{\varepsilon_e\gamma_e(\sigma)} J_1(k\rho\sigma) [p_x \cos \theta \mathbf{e}_x + p_y \sin \theta \mathbf{e}_y] \end{pmatrix} \times \tag{2.8}$$

$$\times \exp[ikz\gamma_e(\sigma)] F_0(\sigma) \sigma d\sigma.$$

При круговой поляризации падающего на кристалл излучения $p_y = \pm ip_x$ выражения (2.7) и (2.8) можно записать в виде:

$$\begin{pmatrix} E_x(\rho, \theta, z) \\ E_y(\rho, \theta, z) \\ E_z(\rho, \theta, z) \end{pmatrix} = \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \begin{pmatrix} J_0(k\rho\sigma) \\ \pm iJ_0(k\rho\sigma) \\ 0 \end{pmatrix} \left[\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) + \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \right] F_0(\sigma) \sigma d\sigma + \\ + \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \begin{pmatrix} J_2(k\rho\sigma) \exp(\pm i2\theta) [\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) - \exp(ikz\gamma_e(\sigma))] \\ \pm iJ_2(k\rho\sigma) \exp(\mp i2\theta) [\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) - \exp(ikz\gamma_e(\sigma))] \\ -2i \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \frac{\sigma}{\gamma_e(\sigma)} J_1(k\rho\sigma) \exp(\pm i\theta) \exp(ikz\gamma_2(\sigma)) \end{pmatrix} F_0(\sigma) \sigma d\sigma. \quad (2.9)$$

Из (2.9) видно, что при круговой поляризации в поперечных компонентах имеет место вихревая фазовая особенность второго порядка, в продольной – первого порядка. Причем в изотропной среде, когда $\gamma_e(\sigma) = \gamma_o(\sigma)$, вихревые особенности второго порядка исчезнут. Заметим, что в параксиальном случае, когда $\sigma \rightarrow 0$: $\gamma_e(\sigma) \rightarrow \gamma_o(\sigma)$, ситуация будет аналогичная, т.е. влияние вихревых фазовых особенностей второго порядка будет отсутствовать.

Если падающее на кристалл излучение имеет сходящийся волновой фронт, то внутри кристалла в зависимости от соотношения размера пучка и кривизны волнового фронта может формироваться один или два фокуса [8]. Причем для формирования двух фокусов необходима довольно острая фокусировка.

Ниже приведены результаты моделирования фокусировки Гауссова пучка с круговой поляризацией в кристалле исландского шпата ($\varepsilon_o=2,75$, $\varepsilon_e=2,21$) с использованием выражения (2.9). Параметры расчета были выбраны следующие: $\lambda = 0,6328$ мкм, фокус сходящегося в свободном пространстве параболического фронта $f = 30$ мм, а радиус перетяжки Гауссова пучка варьировался в пределах от 0,15 до 2 мм.

На рис. 2.1 показано нормированное распределение интенсивности на оптической оси внутри кристалла при фокусировке Гауссова пучка различного радиуса, не имеющего вихревой фазы.

Как видно из рисунка, при малых размерах падающего пучка формируется один растянутый фокус. При увеличении радиуса падающего пучка увеличивается острота фокусировки и в кристалле формируются два фокуса. Эти фокусы соответствуют обыкновенному и необыкновенному пучкам. Смещение фокусов от ожидаемой средней позиции ($f = 30$ мм – в воздухе) происходит из-за изменения наклона лучей внутри кристалла:

$$f_{o,e} = f \sqrt{\varepsilon_{o,e}} . \quad (2.10)$$

По формуле (2.10) $f_o \approx 49,75, f_e \approx 44,6$. Некоторое несогласование рассчитанных позиций фокусов связано с параболической, а не сферической зависимостью сходящегося волнового фронта в (2.10). Этот факт не мешает качественно оценить механизмы фокусировки.

При слабой фокусировке разделения на обыкновенный и необыкновенный фокусы в кристалле не происходит. На рис. 2.2 показан ход лучей при слабой фокусировке и поляризационная картина в фокусе (стрелками показаны локальные поляризационные состояния). В центральной части фокальной плоскости поляризация остается круговой, а по внешнему радиусу светового пятна является спиральной (линейная комбинация радиальной и азимутальной [19]). Эта область соответствует функциям Бесселя второго порядка в формулах (2.7) – (2.9).

При более острой фокусировке происходит разделение на обыкновенный и необыкновенный фокусы, причем в рассматриваемом случае первый фокус является необыкновенным (содержит продольную компоненту). Между фокусами в этом случае формируется световое кольцо. На рис. 2.3 показан ход лучей при наличии двух фокусов, а также поляризационная картина в плоскости между ними.

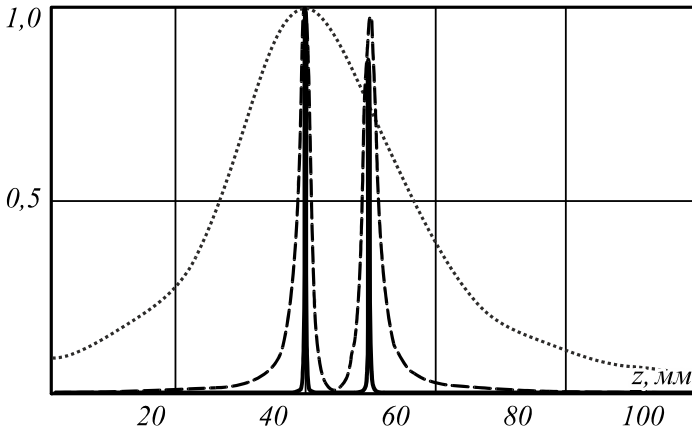


Рис. 2.1. Распределение нормированной интенсивности на оптической оси внутри кристалла при $m = 0$ при фокусировке Гауссова пучка радиусом 0,15 мм (точечная линия), 0,5 мм (пунктирная линия) и 2 мм (черная линия)

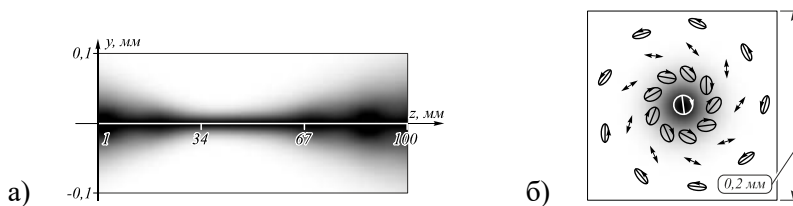


Рис. 2.2. Фокусировка Гауссова пучка ($m = 0$) радиусом 0,15 мм: ход лучей в сагиттальной плоскости (а) и картина поляризации в плоскости фокуса $z = 40$ мм (б) (негативные изображения)

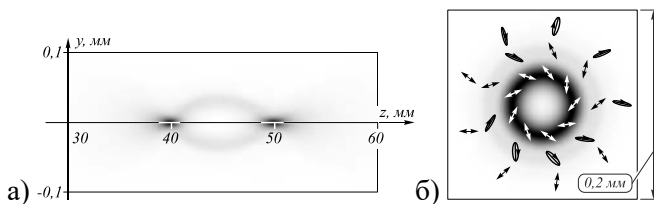


Рис. 2.3. Фокусировка Гауссова пучка ($m = 0$) радиусом 0,5 мм: ход лучей в сагиттальной плоскости (а) и картина поляризации в плоскости между фокусами $z = 45$ мм (б) (негативные изображения)

Из картины поляризации видно, что световое кольцо между двумя фокусами имеет спиральную поляризацию. Световое кольцо образуется, когда обыкновенный и необыкновенный пучки достигают оптической оси в противофазе. Это соответствует в формуле (2.9) нивелированию вклада первого слагаемого с функциями Бесселя нулевого порядка.

При дальнейшем увеличении числовой апертуры разделение на два фокуса остается, они становятся более узкими, а кольцо между ними – более широким. На рис. 2.4 показан ход лучей, а также поляризационные картины в трех плоскостях – в фокусах и между ними в условиях более острой фокусировки. В центральной части фокальных плоскостей поляризация остается круговой, на периферии светового пятна в первом фокусе является азимутальной, а во втором – спиральной. Между фокусами формируется световое кольцо со спиральной поляризацией.

Хотя спиральная поляризация имеет свои приложения [19, 20], рассмотренные в данном разделе пучки не являются цилиндрическими. Для формирования таких пучков на основе фокусировки необхо-

димо наличие в падающем на кристалл излучении вихревой фазовой сингулярности первого порядка.

При наличии в падающем на кристалл излучении вихревой фазовой зависимости первого порядка ($m = 1$) выражения для обыкновенного и необыкновенного пучков несколько сложнее и зависят от взаимного направления фазового вихря и круговой поляризации.

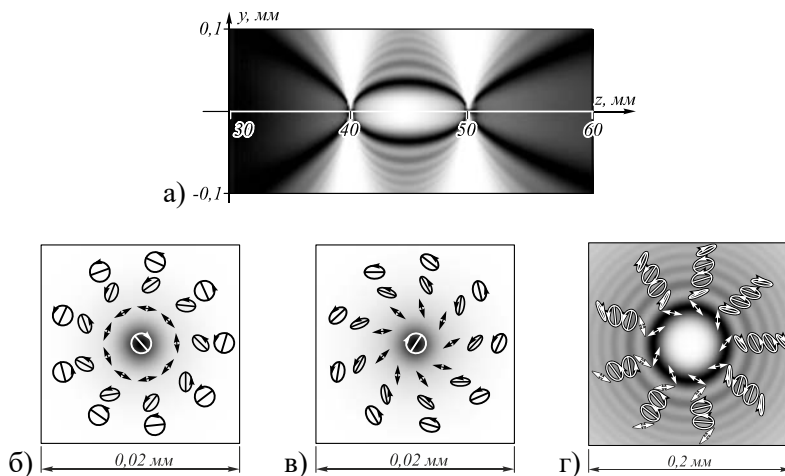


Рис. 2.4. Фокусировка Гауссова пучка ($m = 0$) радиусом 2 мм:
а – ход лучей в сагитальной плоскости; б – картины поляризации
в плоскостях первого фокуса $z = 40$ мм; в – второго фокуса $z = 50$ мм;
г – между фокусами $z = 45$ мм (негативные изображения)

На рис. 2.5 показан ход лучей при слабой фокусировке вихревого Гауссова пучка с « $\rightarrow$ » круговой поляризацией, а также поляризационная картина в двух плоскостях – перед фокусом и в фокусе. Как видно из рис. 2.5, пучок имеет кольцевую структуру и до фокуса сохраняет круговую поляризацию. В фокусе поляризация смешанная.

Чтобы разделить обыкновенный и необыкновенный пучки пространственно, нужно использовать более острую фокусировку. На рис. 2.6 показаны результаты моделирования фокусировки вихревого Гауссова пучка ($m = 1$) радиусом 2 мм. Как видно, в этом случае первый фокус имеет «чистую» радиальную поляризацию, а второй – азимутальную. Между фокусами формируется световое кольцо со спиральной поляризацией.

На основе такого метода средства дифракционной оптики [16, 17] позволяют формировать цилиндрические лазерные пучки любого типа. Например, на рис. 2.7 показана фокусировка пучка Гаусса-Лагерра (3,1).

Для формирования цилиндрических векторных пучков высших порядков предложена оптическая схема, показанная на рис. 2.8, представляющая собой модифицированную схему [8].

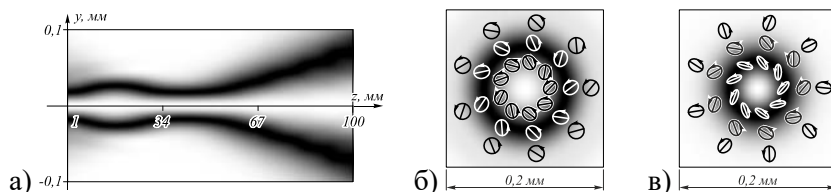


Рис. 2.5. Фокусировка вихревого Гауссова пучка ($m = 1$) радиусом 0,15 мм:
а – ход лучей в сагиттальной плоскости; б – картины поляризации в плоскости $z = 15$ мм; в – в фокусе $z = 40$ мм (негативные изображения)

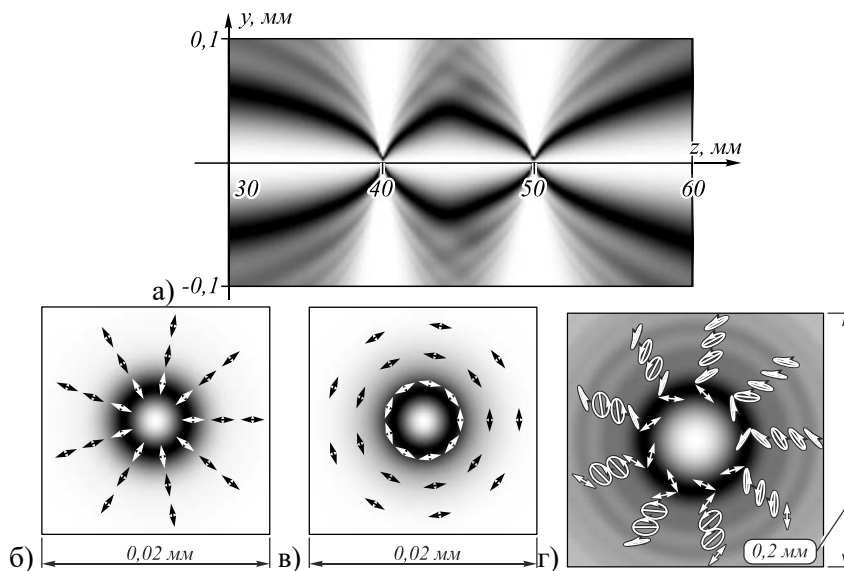


Рис. 2.6. Фокусировка вихревого Гауссова пучка ($m = 1$) радиусом 2 мм: а – ход лучей в сагиттальной плоскости; б – картины поляризации в плоскостях первого фокуса $z = 40$ мм; в – второго фокуса $z = 50$ мм; г – между фокусами $z = 45$ мм (негативные изображения)

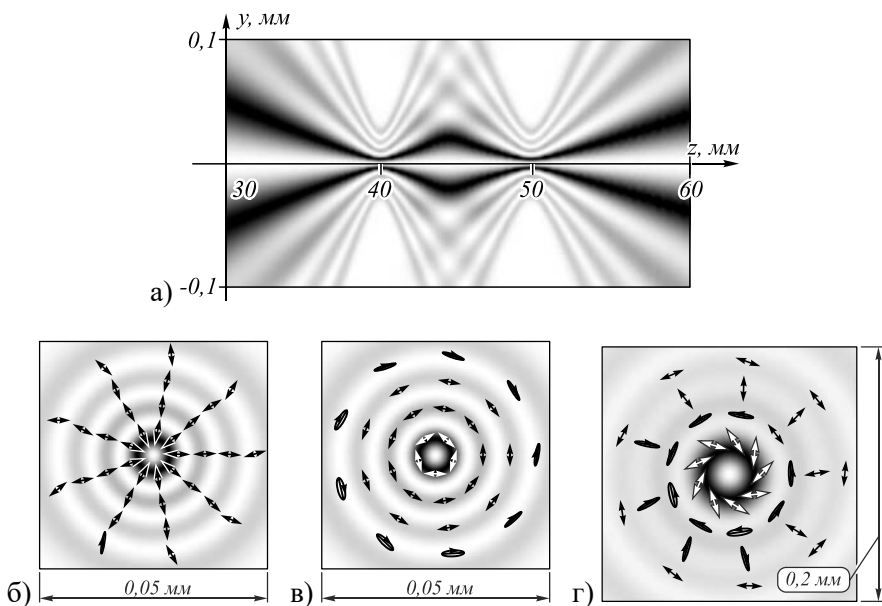


Рис. 2.7. Фокусировка пучка Гаусса-Лагерра (3,1) с радиусом перетяжки 0,4 мм: а – ход лучей в сагиттальной плоскости; б – картины поляризации в плоскостях первого фокуса $z = 40$ мм; в – второго фокуса $z = 50$ мм; г – между фокусами $z = 45$ мм (негативные изображения)

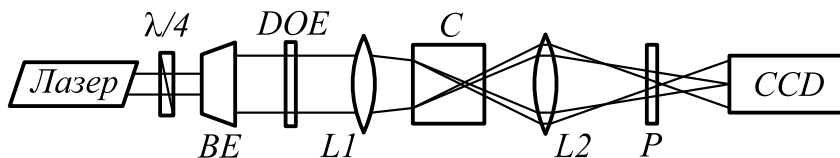


Рис. 2.8. Оптическая схема эксперимента

Плоская поляризация пучка лазера преобразуется в круговую поляризацию с помощью четвертьволновой пластинки, и далее пучок расширяется в расширителе BE. Основным элементом оптической схемы является бинарный дифракционный оптический элемент DOE, который формирует вихревые пучки с заданными радиальными распределениями [21]. Бинаризация фазовой функции оптического элемента, формирующего вихревые пучки, выполнялась на основе метода частичного кодирования [22].

Пучок, прошедший DOE, фокусируется внутрь кристалла С с помощью объектива микроскопа L1. Далее увеличенные изображения распределений интенсивности внутри кристалла строятся объективом L2 на матрице ПЗС-камеры CCD. Для визуализации поляризационного состояния пучков служит поляризатор Р во вращающейся оправе.

В оптической системе, собранной в соответствии с рис. 2.8, использовался He-Ne лазер и расширитель пучка в виде телескопической системы с фильтрующей диафрагмой в фокусе первого объектива. В качестве формирователей вихревых модовых пучков использовались бинарные амплитудные ДОО [6, 21], изготовленные на лазерном фотопостроителе CLWS-200S [23]. Фокусирующий микрообъектив L1 имел фокус 40 мм и числовую апертуру 0,1. Расстояние от входного торца кристалла С до главной плоскости составляло 30 мм. Кристалл исландского шпата размерами $8 \times 8 \times 15$ мм был вырезан вдоль оптической оси. Для построения увеличенных изображений применялся объектив L2 с фокусом 50 мм.

Вначале исследовался случай объединенного фокуса. Для этого из оптической схемы убирался расширитель пучка ВЕ. Диаметр пучка, попадающего в микрообъектив L1, в этом случае получается около 1 мм. На рис. 2.9 приведены соответствующие экспериментальные результаты. Приведены картины без поляризатора и с различными положениями поляризатора, из которых следует, что сформированный пучок имеет поляризацию, близкую к азимутальной, но с дополнительным углом поворота.

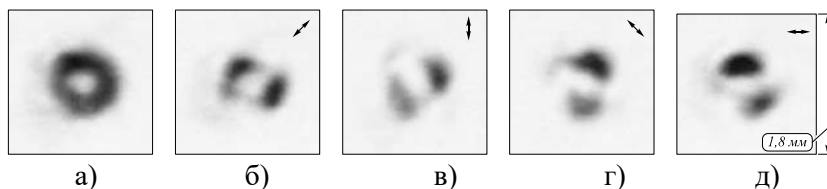


Рис. 2.9. Фокусировка Гауссова пучка ($m = 0$) радиусом 1 мм без поляризатора (а) и с различными положениями поляризатора: 45° (б), 90° (в), 135° (г), 180° (д) (негативные изображения)

Такая поляризация является результатом линейной комбинации радиальной и азимутальной поляризаций и позволяет при острой фокусировке формировать световое пятно с плоской верхушкой за счет достижения баланса между продольной и поперечными компонентами [19, 20].

Эксперименты проводились при наличии расширителя ВЕ. Сначала Гауссов пучок диаметром 4 мм из расширителя направлялся непосредственно во входной зрачок микрообъектива L1. Вихревая фаза в этом случае отсутствовала.

В табл. 2.1 показаны экспериментальные и соответствующие численные результаты более острой фокусировки Гауссова пучка, не имеющего вихревой фазы. В крупном масштабе показаны экспериментально зафиксированные картины, а в меньшем масштабе приведены соответствующие результаты моделирования.

Видно хорошее качественное согласование результатов натурального эксперимента с моделированием как при наличии, так и при отсутствии поляризатора.

Картины с перпендикулярными положениями поляризатора показывают, что в центральной части фокусов поляризация содержит обе ортогональные линейные поляризационные компоненты. Однако на периферии светового пятна по вертикали располагается одна линейная компонента, а по горизонтали – ортогональная ей.

В табл. 2.2 показаны экспериментальные и соответствующие им численные результаты более острой фокусировки Гауссова пучка с вихревой фазой. Вихревая фаза вносилась соответствующим бинарным ДОО с несущей, и в данной серии экспериментов использовался пучок с вихревой фазой первого порядка. Анализ полученных распределений подтверждает формирование азимутальной и радиальной поляризаций в разных фокусах, а также формирование поляризации смешанного типа между двумя фокусами. Действительно, вокруг каждого из фокусов видны расфокусированные распределения, соответствующие другому фокусу, имеющему ортогональный тип поляризации.

Некоторые искажения, наблюдаемые в фокусах, обусловлены двумя причинами. Во-первых, при преломлении сходящегося сферического пучка на плоской поверхности входного торца кристалла

Таблица 2.1 – Фокусировка Гауссова пучка ($m = 0$) радиусом 4 мм
(негативные изображения, экспериментально
зафиксированные картины – в рамке тонкой линией,
результаты моделирования – в рамке толстой линией)

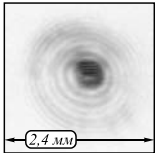
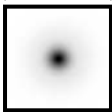
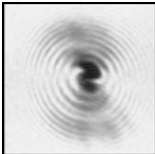
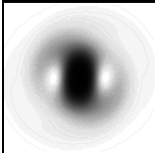
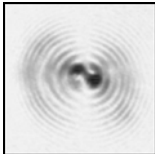
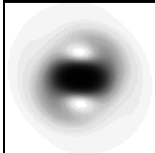
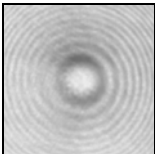
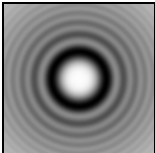
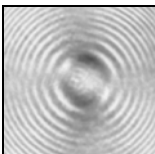
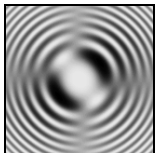
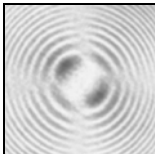
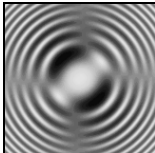
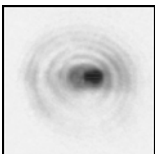
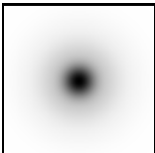
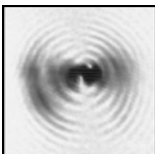
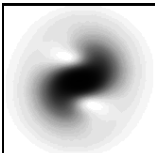
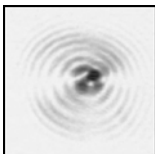
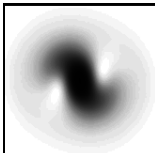
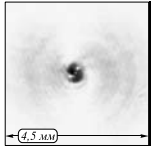
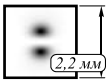
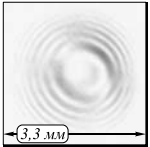
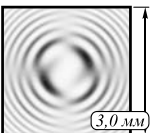
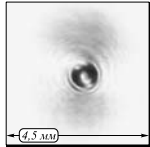
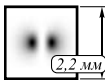
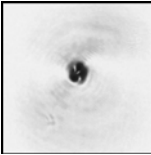
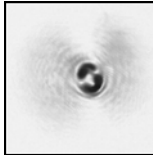
	Без поляризатора	Положение поляризатора	
		90°	180°
Первый фокус	 	 	 
Между фокусами	 	 	 
Второй фокус	 	 	 

Таблица 2.2 – Фокусировка вихревого Гауссова пучка ($m = 1$) радиусом 4 мм (негативные изображения, экспериментально зафиксированные картины – в рамке тонкой линии, результаты моделирования – в рамке толстой линии)

	Первый фокус	Между фокусами	Второй фокус
Положение поляризатора 90°	 	 	 
Положение поляризатора 180°	 	 	 

форма волнового фронта искажается. Оценка показывает, что максимальное отклонение волнового фронта от исходной сферы может достигать 30λ на краях. Соответственно искажается и функция рассеяния точки, по которой, собственно говоря, и строится изображение в фокусе. Но влияние этого фактора на расфокусированные изображения значительно меньше, что и видно на распределениях интенсивности. Второй фактор связан с динамическим диапазоном ПЗС, который не позволяет качественно показать на одном кадре распределения интенсивности в фокусе и вокруг него. Перепад интенсивностей таков, что в центре наблюдается насыщение и картина сильно искажается.

Однако основной целью исследований было формирование цилиндрических векторных пучков высших порядков. Для этого устанавливался соответствующий ДОЭ [6], формирующий моду Лагерра-

Гаусса с вихрем. Полученные результаты для одного и того же положения поляризатора приведены на рис. 2.10. Видно, что теперь система колец наблюдается и вокруг каждого из фокусов.

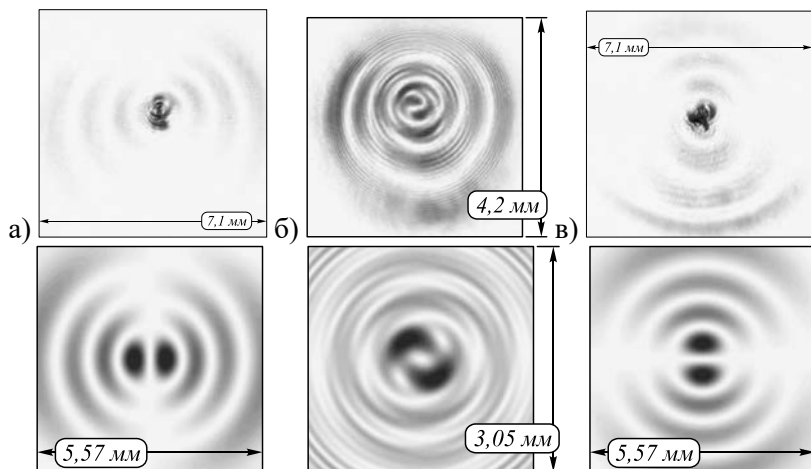


Рис. 2.10. Фокусировка вихревого пучка Лагерра-Гаусса радиусом 4 мм с поляризатором 0° : а – в первом фокусе; б – между фокусами; в – во втором фокусе

Причем вокруг фокуса с радиальной поляризацией кольца поляризованы азимутально, и наоборот. Влияние искажений в фокусе, описанных выше, здесь еще более значительное, поскольку картина в фокусе более сложная. Однако расфокусированные изображения показывают вполне приемлемое качество и степень поляризованности пучка.

Таким образом, численно и экспериментально рассмотрены два основных режима формирования цилиндрических векторных пучков в двулучепреломляющих кристаллах – с одним совмещенным фокусом и с двумя фокусами.

Показано, что в режиме слабой фокусировки обыкновенный и необыкновенный пучки смешиваются, формируемый пучок имеет смешанный «спиральный» тип поляризации.

В режиме более острой фокусировки формируются два выраженных фокуса. При этом если исходный пучок не имеет вихревой

фазы, получаются спиральные типы поляризаций, при наличии вихревой фазы в одном из фокусов получается чистая радиальная, а в другом – чистая азимутальная поляризации.

Данные результаты обобщены на случай формирования радиально- и азимутально-поляризованных пучков мод высших порядков. В частности, в случае фокусировки пучка Лагерра-Гаусса.

Разработана и собрана оптическая система для формирования радиально- и азимутально-поляризованных Гауссовых мод различных порядков. Для формирования мод высших порядков с вихревой фазой использовались бинарные ДОЭ.

Проведенные натурные эксперименты с кристаллом исландского шпата подтвердили результаты моделирования.

2.2 Исследование поляризационного преобразования и взаимодействия обыкновенного и необыкновенного пучков в с-срезах одноосных кристаллов в непараксиальном режиме

Анизотропные вещества широко используются в оптике для разнообразных практических задач, в том числе для преобразования одних свойств электромагнитного излучения в другие. Разработка методов, позволяющих решить указанную задачу, является весьма актуальной.

Распространение лазерных мод высокого порядка в среде с сильной анизотропией приводит к сложным поляризационно-модовым преобразованиям, связанным с наличием орбитального углового момента у таких пучков. Для линейно-поляризованного излучения происходит периодическое перераспределение энергии между двумя поперечными компонентами, а для пучка с круговой поляризацией энергия перекачивается из исходного пучка в вихревой пучок второго порядка и обратно.

Известно, что для Гауссова пучка с круговой поляризацией лишь половина энергии преобразуется в вихревой пучок, причем на бесконечном расстоянии [10, 24-26]. Наиболее заметно анизотропные эффекты проявляются для пучков Бесселя [18, 27, 28] в связи с особой структурой их пространственного спектра. Аналогичное преобразование для Гауссовых мод не столь выражено [28]. Для достижения

большей эффективности преобразования используются каскады анизотропных элементов, что увеличивает габариты устройств и приводит к снижению энергетической эффективности. В работе [29] было показано, что можно достичь большей эффективности преобразования для элегантных мод Лагеррра-Гаусса (ЛГ), хотя для обычных мод ЛГ с высоким радиальным порядком и нулевым угловым порядком эффективность не превышает 51 %.

Для анализа таких явлений часто используется параксиальная модель распространения [26]. В рамках этой модели преобразование со 100 % эффективностью невозможно получить в принципе, а реально используемые кристаллы с длиной в несколько сантиметров не позволяют достичь даже 50 % эффективности преобразования.

В работе [28] было показано, что для обычных мод ЛГ высокого порядка в непараксиальном режиме характерно поведение, близкое к Бесселевым модам, но только в ближней зоне дифракции. Непараксиальные модовые лазерные пучки при распространении вдоль оси кристалла испытывают периодическое изменение интенсивности, связанное с интерференцией обыкновенного и необыкновенного лучей. Теоретически было показано [28], что использование непараксиальных пучков Бесселя позволяет достичь эффективности преобразования, близкой к 100 % на малых (менее 1 см) длинах распространения вдоль оси одноосных кристаллов. Экспериментальное преобразование непараксиального циркулярно-поляризованного пучка Бесселя нулевого порядка в вихревой пучок второго порядка показано в работе [30].

В целом применение указанных методов должно привести к существенному уменьшению габаритов, упрощению и удешевлению оптической системы для формирования оптических вихрей с расширением ее функциональных возможностей.

В данном подразделе на примере линейно-поляризованного пучка Бесселя нулевого порядка численно и экспериментально исследуются поляризационные преобразования, происходящие в кристалле. Эти преобразования обеспечивают возможность взаимодействия обыкновенного и необыкновенного пучков, которое становится существенным лишь в непараксиальном режиме.

Распространение осесимметричного поля $f(r)$ с однородной поляризацией (p_x, p_y) вдоль оси кристалла можно описать в компактной

форме [27, 30] как суперпозицию обыкновенного и необыкновенного пучков:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}(\rho, \theta, z) &= \mathbf{E}_o(\rho, \theta, z) + \mathbf{E}_e(\rho, \theta, z) = \\
&= \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \begin{pmatrix} p_x J_0(k\rho\sigma) + p^+ J_2(k\rho\sigma) \\ p_y J_0(k\rho\sigma) - p^- J_2(k\rho\sigma) \\ 0 \end{pmatrix} \times \\
&\times \exp[ikz\gamma_o(\sigma)] F_0(\sigma) \sigma d\sigma + \\
&+ \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \begin{pmatrix} p_x J_0(k\rho\sigma) - p^+ J_2(k\rho\sigma) \\ p_y J_0(k\rho\sigma) + p^- J_2(k\rho\sigma) \\ -(p_x \cos \theta + p_y \sin \theta) \frac{2i\varepsilon_o \sigma}{\varepsilon_e \gamma_e(\sigma)} J_1(k\rho\sigma) \end{pmatrix} \times \\
&\times \exp[ikz\gamma_e(\sigma)] F_0(\sigma) \sigma d\sigma, \tag{2.11}
\end{aligned}$$

где ε_o , ε_e – соответствующие диэлектрические проницаемости; θ – угловая координата; ρ , z – линейные координаты в цилиндрической системе координат; $k = 2\pi/\lambda$ – волновой вектор; σ – пространственная частота; $\gamma_o(\sigma)$, $\gamma_e(\sigma)$ – величины, определяющие направление распространения обыкновенного и необыкновенного пучков:

$$\begin{aligned}
\gamma_o(\sigma) &= \sqrt{\varepsilon_o - \sigma^2}, \\
\gamma_e(\sigma) &= \sqrt{\varepsilon_o - \sigma^2(\varepsilon_o/\varepsilon_e)}, \tag{2.12}
\end{aligned}$$

$F_0(\sigma)$ – пространственный спектр падающего на кристалл излучения:

$$F_0(\sigma) = \int_0^\infty f(r) J_0(kr\sigma) r dr, \tag{2.13}$$

$$\begin{aligned}
p^+ &= p_x \cos 2\theta + p_y \sin 2\theta, \\
p^- &= p_y \cos 2\theta - p_x \sin 2\theta, \tag{2.14}
\end{aligned}$$

p_x, p_y – координаты вектора поляризации падающего излучения, $J_n(x)$ – функция Бесселя n -го порядка. Если переписать выражение (2.11) в следующем виде [30]:

$$\begin{aligned} E(\rho, \theta, z) = & \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \left(\frac{p_x J_0(k\rho\sigma)}{p_y J_0(k\rho\sigma)} \right) \left[\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) + \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \right] F_0(\sigma) \sigma d\sigma + \\ & + \frac{k}{2} \int_0^\infty \left(\begin{aligned} & p^+ J_2(k\rho\sigma) \left[\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) - \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \right] \\ & - p^- J_2(k\rho\sigma) \left[\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) - \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \right] \\ & - 2i(p_x \cos\theta + p_y \sin\theta) \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \frac{\sigma}{\gamma_e(\sigma)} J_1(k\rho\sigma) \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \end{aligned} \right) F_0(\sigma) \sigma d\sigma, \quad (2.15) \end{aligned}$$

то становится очевидно, что за счет различия набега фазы обыкновенного $\exp(ikz\gamma_o(\sigma))$ и необыкновенного $\exp(ikz\gamma_e(\sigma))$ пучков будет происходить периодическая перекачка энергии между первым слагаемым, имеющим ненулевое значение на оптической оси, и вторым слагаемым, имеющим на оптической оси нулевое значение.

Эти рассуждения приводят к выводу, что изменение интенсивности пучка в кристалле связано с суперпозицией (интерференцией) обыкновенного и необыкновенного пучков. Однако такой вывод находится в противоречии с классическими свойствами ортогональности поляризационных состояний обыкновенного и необыкновенного пучков. Попробуем разрешить это противоречие.

При падении коллимированного однородно-поляризованного излучения под углом к оптической оси кристалла происходит его разделение на обыкновенный и необыкновенный пучки. Считается, что эти пучки поляризованы ортогонально и поэтому не могут интерферировать между собой. Однако в случае появления наклона лучей, например, при падении на кристалл Бесселева пучка, будет наблюдаться семейство обыкновенных и необыкновенных лучей (рис.2.11), которые идут от разных колец и сходятся на оси в разных точках, взаимодействуя при этом как следует из (2.15).

Взаимодействие будет происходить в связи с преобразованием исходной поляризации падающего (параллельного) пучка при возникновении наклона пучка [31]. Рис. 2.12 иллюстрирует поляризационное преобразование для наклонных пучков в различных плоскостях. В частности, для падающего пучка, исходно поляризованного

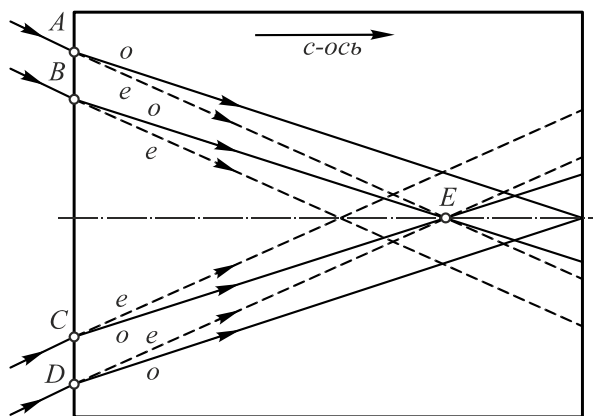


Рис. 2.11. Интерференция семейства обычных и необыкновенных лучей в кристалле

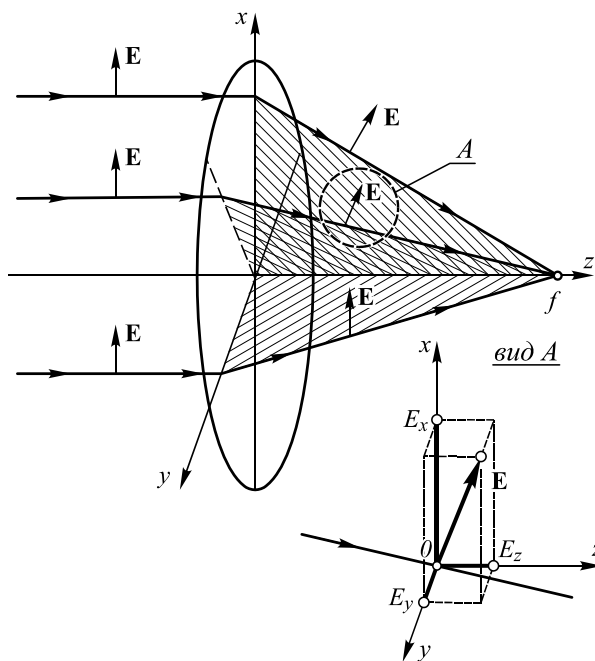


Рис. 2.12. Иллюстрация поляризационного преобразования для наклонных пучков в различных плоскостях

вдоль оси x , лучи, преломленные в меридиональной плоскости (перпендикулярной оси поляризации), будут сохранять исходную поляризацию. Для лучей, преломленных в сагиттальной плоскости (параллельной оси поляризации), происходит частичное (в зависимости от угла наклона) преобразование в z -компоненту. Для промежуточных углов с осью x будет происходить преобразование как в z -, так и в y -компоненты. Максимальная проекция на ось y (перпендикулярную оси поляризации) достигается в диагональных плоскостях.

Именно результат взаимодействия этих преобразованных x - и y -компонент обыкновенного и необыкновенного лучей мы наблюдаем в виде интерференционной картины.

Это взаимодействие является полным аналогом классической интерференции. Проверим приведенные выше рассуждения на основе моделирования и экспериментов.

Рассмотрим распространение вдоль оси кристалла исландского шпата ($\epsilon_o = 2,75$; $\epsilon_e = 2,21$) пучка Бесселя нулевого порядка $f(r) = J_0(k\alpha\rho)$, где α – параметр пучка, соответствующий наклону лучей к оптической оси τ ($\alpha = \sin \tau$).

Для пучков Бесселя выражение (2.15) можно существенно упростить:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\rho, \theta, z) \approx & \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \\ 0 \end{pmatrix} J_0(k\alpha\rho) C(z) + \\ & + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (p_x \cos 2\theta + p_y \sin 2\theta) J_2(k\rho\alpha) S(z) \\ (p_x \sin 2\theta - p_y \cos 2\theta) J_2(k\rho\alpha) S(z) \\ -2i(p_x \cos \theta + p_y \sin \theta)(\epsilon_o / \epsilon_e) \times \\ \times (\alpha / \gamma_e(\alpha)) J_1(k\rho\alpha) \exp(ikz\gamma_e(\alpha)) \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.16)$$

где $C(z) = \exp(ikz\gamma_o(\alpha)) + \exp(ikz\gamma_e(\alpha))$,

$S(z) = \exp(ikz\gamma_o(\alpha)) - \exp(ikz\gamma_e(\alpha))$.

Для линейной x -поляризации:

$$\mathbf{E}^{x-in}(\rho, \theta, z) \approx \begin{pmatrix} 0,5 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} J_0(k\alpha\rho)C(z) + \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \cos 2\theta \cdot J_2(k\rho\alpha)S(z) \\ \sin 2\theta \cdot J_2(k\rho\alpha)S(z) \\ -2i \cos \theta \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \frac{\alpha}{\gamma_e(\alpha)} \times \\ \times J_1(k\rho\alpha) \exp(ikz\gamma_e(\alpha)) \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Интенсивность поперечных компонент:

$$\begin{aligned} |E_x(\rho, \theta, z)|^2 &\approx 0,5 |C(z)|^2 J_0^2(k\alpha\rho) + 0,5 |S(z)|^2 J_2^2(k\rho\alpha) \cos^2 2\theta, \\ |E_y(\rho, \theta, z)|^2 &\approx 0,5 |S(z)|^2 J_2^2(k\rho\alpha) \sin^2 2\theta. \end{aligned} \quad (2.18)$$

Как следует из (2.18), при распространении в кристалле изначально х-поляризованного поля происходит поляризационное преобразование и возникает ортогональная у-компонента. Интенсивность этой компоненты меняется в зависимости от пройденного вдоль оси кристалла расстояния z в соответствии с выражением $|S(z)|^2 = 2 - 2 \cos[kz(\gamma_o(\alpha) - \gamma_e(\alpha))]$.

В частности, у-компонента будет отсутствовать в сечениях $z = z_m$:

$$z_m = \lambda m / (\gamma_o(\alpha) - \gamma_e(\alpha)) \approx \frac{2\lambda \sqrt{\varepsilon_o \varepsilon_e} m}{\alpha^2 (\varepsilon_o - \varepsilon_e)}, \quad m = 1, 2, 3 \quad (2.19)$$

и принимать максимальное значение на расстояниях $z = z_p$:

$$\begin{aligned} z_p &= \lambda(2p+1)/2(\gamma_o(\alpha) - \gamma_e(\alpha)) \approx \\ &\approx \lambda \sqrt{\varepsilon_o \varepsilon_e} (2p+1) / \alpha^2 (\varepsilon_o - \varepsilon_e), \quad p = 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (2.20)$$

Распределение интенсивности пучка в кристалле (без учета продольной компоненты) также будет претерпевать периодические изменения:

$$|E_{\perp}(\rho, \theta, z)|^2 \approx 0,5 \left[|C(z)|^2 J_0^2(k\alpha\rho) + |S(z)|^2 J_2^2(k\rho\alpha) \right], \quad (2.21)$$

а именно: на расстояниях (2.19) будет соответствовать пучку Бесселя нулевого порядка, а на расстояниях (2.20) – пучку Бесселя второго

порядка. На промежуточных расстояниях будет соответствующая суперпозиция.

В нашем исследовании интересно также выяснить покомпонентное распределение в обыкновенном и необыкновенном пучках. Для этого вернемся к выражению (2.11) и запишем его в рассматриваемом случае падения на кристалл пучка Бесселя нулевого порядка:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}(\rho, \theta, z) &= \mathbf{E}_o(\rho, \theta, z) + \mathbf{E}_e(\rho, \theta, z) \approx \\
 &\approx \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x J_0(k\rho\alpha) + (p_x \cos 2\theta + p_y \sin 2\theta) J_2(k\rho\alpha) \\ p_y J_0(k\rho\alpha) - (p_y \cos 2\theta - p_x \sin 2\theta) J_2(k\rho\alpha) \\ 0 \end{pmatrix} \times \\
 &\times \exp[ikz\gamma_o(\alpha)] + \\
 &+ \frac{1}{2} \begin{pmatrix} p_x J_0(k\rho\alpha) - (p_x \cos 2\theta + p_y \sin 2\theta) J_2(k\rho\alpha) \\ p_y J_0(k\rho\alpha) + (p_y \cos 2\theta - p_x \sin 2\theta) J_2(k\rho\alpha) \\ - (p_x \cos \theta + p_y \sin \theta) \frac{2i\varepsilon_o\alpha}{\varepsilon_e\gamma_e(\alpha)} J_1(k\rho\alpha) \end{pmatrix} \times \\
 &\times \exp[ikz\gamma_e(\alpha)]. \tag{2.22}
 \end{aligned}$$

Для линейной x -поляризации:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}^{x\text{-lin}}(\rho, \theta, z) &\approx \frac{1}{2} \begin{pmatrix} J_0(k\rho\alpha) + \cos 2\theta J_2(k\rho\alpha) \\ \sin 2\theta J_2(k\rho\alpha) \\ 0 \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_o(\alpha)] + \\
 &+ \frac{1}{2} \begin{pmatrix} J_0(k\rho\alpha) - \cos 2\theta J_2(k\rho\alpha) \\ -\sin 2\theta J_2(k\rho\alpha) \\ -\cos \theta \frac{2i\varepsilon_o\alpha}{\varepsilon_e\gamma_e(\alpha)} J_1(k\rho\alpha) \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_e(\alpha)]. \tag{2.23}
 \end{aligned}$$

В (2.23) первое и второе слагаемые, соответствующие обыкновенному и необыкновенному пучкам, не являются ортогональными. Заметим, что необыкновенный пучок содержит продольную компоненту, пропорциональную функции Бесселя первого порядка, но ее

вклад в общую интенсивность даже при больших числовых апертурах невелик [18].

На расстояниях, когда пучки оказываются синфазными, т.е. выполняется условие (2.19) и $\exp [ikz\gamma_e(\alpha)] = \exp [ikz\gamma_o(\alpha)]$, будет наблюдаться пучок Бесселя нулевого порядка:

$$\mathbf{E}^{x-lin}(\rho, \theta, z = z_m) \approx \begin{pmatrix} J_0(k\rho\alpha) \\ 0 \\ -\cos\theta \frac{i\varepsilon_o\alpha}{\varepsilon_e\gamma_e(\alpha)} J_1(k\rho\alpha) \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_o(\alpha)]. \quad (2.24)$$

Если же пучки находятся в противофазе, т.е. выполняется условие (2.20) и $\exp [ikz\gamma_e(\alpha)] = -\exp [ikz\gamma_o(\alpha)]$, то будет наблюдаться пучок Бесселя второго порядка:

$$\mathbf{E}^{x-lin}(\rho, \theta, z = z_p) \approx \begin{pmatrix} \cos 2\theta J_2(k\rho\alpha) \\ \sin 2\theta J_2(k\rho\alpha) \\ -\cos\theta (2i\varepsilon_o\alpha / (\varepsilon_e\gamma_e(\alpha))) J_1(k\rho\alpha) \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_o(\alpha)]. \quad (2.25)$$

Ниже приведены результаты моделирования распространения поля вдоль оси кристалла исландского шпата при падении на него линейно-поляризованного пучка Бесселя нулевого порядка $f(r) = J_0(kar)$ с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм и параметром $\alpha = 0,505$.

На рис.2.13 показана зависимость интенсивности пучка на оптической оси от пройденного в кристалле расстояния. Минимумы интенсивности соответствуют преобразованию в пучок Бесселя второго порядка, а максимумы – возвращению к исходному состоянию. В соответствии с выражением (2.19) период изменений равен $\Delta z \approx 33,6$ мкм, что на 5 % больше, чем получилось в результате численного моделирования $\Delta z \approx 32$ мкм. Эта погрешность связана с приближенной аппроксимацией в (2.19).

В табл.2.3 –2.5 приведены результаты моделирования, наглядно показывающие распределение интенсивности как по компонентам

электрического поля E_x , E_y , E_z , так и для обыкновенного и необыкновенного пучков. Поперечные сечения интенсивности (негатив) размером 5×5 мкм показаны на расстоянии $z_1 = 32$ мкм, что соответствует синфазному сложению обыкновенного и необыкновенного пучков, а также максимальному значению на оптической оси и при $z_2 = 48$ мкм, что соответствует противофазному сложению обыкновенного и необыкновенного пучков, а также минимальному значению на оптической оси.

Как видно из табл. 2.3 – 2.5, необыкновенный пучок имеет продольную компоненту (третья строка), пропорциональную функции Бесселя первого порядка, но ее вклад не слишком велик.

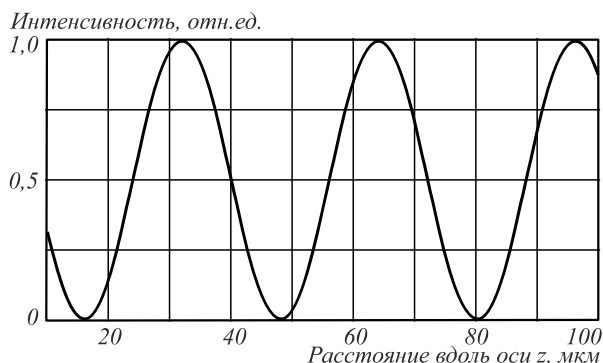


Рис. 2.13. Интенсивность поля на оптической оси в зависимости от пройденного в кристалле расстояния

На расстоянии $z_1 = 32$ мкм синфазного сложения обыкновенного и необыкновенного пучков (табл. 2.3) y -компоненты взаимно компенсируются и общая интенсивность выглядит как пучок Бесселя нулевого порядка. На расстоянии $z_2 = 48$ мкм противофазного сложения обыкновенного и необыкновенного пучков (табл. 2.5) y -компоненты взаимно компенсируются, и общая интенсивность выглядит как пучок Бесселя второго порядка.

Из табл. 2.3 – 2.5 наглядно видно, что хотя полная интенсивность (последний столбец) обыкновенного и необыкновенного пучков остается одинаковой на любом расстоянии, распределение интенсивности их суперпозиции существенно изменяется.

Также из табл. 2.3 – 2.5 хорошо видно, что распределение интенсивности для y -компоненты имеет максимальное значение на диагоналях, а для z -компоненты – вдоль оси поляризации. Это полностью соответствует рассуждениям в первом разделе о поляризационных преобразованиях при преломлении лучей. Именно так выглядят коноскопические картины, подтверждающие поляризационные преобразования в кристаллах.

Рассмотренные выше периодические преобразования происходят только в анизотропной среде. При выходе светового пучка из кристалла фиксируется то распределение поля, которое было достигнуто непосредственно на границе анизотропной и изотропной сред.

Таблица 2.3 – Покомпонентное продольное распределение интенсивности (негатив) на расстоянии $z = 32$ мкм (максимальное значение на оптической оси)

		$ E_x ^2$, $\arg E_x$	$ E_y ^2$, $\arg E_y$	$ E_z ^2$, $\arg E_z$	$ \mathbf{E} ^2$
Z = 32 мкм	Обыкновенный				
	Необыкновенный				
	Суперпозиция				

Чтобы кристалл эффективно производил преобразование падающего пучка Бесселя в пучок более высокого порядка, необходимо выполнение условия (2.19). Для пучков с высокой числовой апертурой преобразование происходит на расстоянии несколько десятков

микрометров, поэтому на длине кристалла размером несколько сантиметров происходит множество периодов преобразований. При этом незначительное изменение числовой апертуры, внесенное, например, изменением кривизны волнового фронта падающего пучка, позволяет совмещать плоскость, где происходит нужное преобразование, с плоскостью выходного торца кристалла.

Таблица 2.4 – Покомпонентное продольное распределение интенсивности (негатив) на расстоянии $z = 40$ мкм (промежуточное значение на оптической оси)

		$ E_x ^2$, $\arg E_x$	$ E_y ^2$, $\arg E_y$	$ E_z ^2$, $\arg E_z$	$ \mathbf{E} ^2$
Z = 40 мкм	Обыкновенный				
	Необыкновенный				
	Суперпозиция				

Для формирования пучков Бесселя нулевого порядка с различной числовой апертурой был изготовлен амплитудный ДОО [32-34] диаметром 40 мм на стеклянной подложке с периодом колец 4 мкм (для $\lambda = 0,633$ мкм соответствует $\alpha = 0,16$). Структура аксикона включает хромовую маску, сформированную на станции лазерной записи CLWS-200 методом термохимического окисления с последующим химическим удалением немаскированных участков.

**Таблица 2.5 – Покомпонентное продольное распределение
интенсивности (негатив) на расстоянии $z = 48$ мкм
(минимальное значение на оптической оси)**

		$ E_x ^2$, $\arg E_x$	$ E_y ^2$, $\arg E_y$	$ E_z ^2$, $\arg E_z$	$ \mathbf{E} ^2$
Z = 48 мкм	Обыкновенный				
	Необыкновенный				
	Суперпозиция				

Для исследования поляризационного преобразования и взаимодействия обыкновенного и необыкновенного пучков была собрана оптическая схема, показанная на рис. 2.14. Источником излучения служил гелий-неоновый лазер ЛГН-207А с линейно-поляризованным излучением. Расширение лазерного пучка производилось объективом $10\times$ и двояковыпуклой линзой диаметром 50 мм с фокусным расстоянием 500 мм. В качестве анизотропной среды использовался одноосный кристалл исландского шпата с размерами $8 \times 8 \times 15$ мм. С-ось кристалла ориентировалась параллельно оптической оси схемы. Точное сведение обыкновенного и необыкновенного пучков обеспечивалось двумерной угловой оправой. Увеличение размеров выходного пучка обеспечивалось $20\times$ объективом, установленным в трехкоординатную оправу. Распределение интенсивности выходного пучка фиксировалось черно-белой USB-видеокамерой DCM 310 с разрешением 3 МПкс и разрядностью АЦП 8 бит. Исследование поляризации выходного излучения осуществлялось пленочным анализатором.

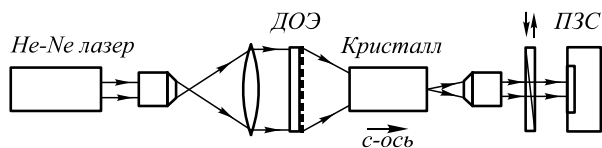


Рис.2.14. Оптическая схема экспериментальной установки

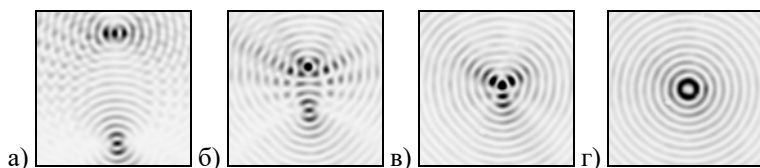


Рис.2.15. Сведение обыкновенного и необыкновенного пучков без анализатора

На рис. 2.15–2.17 показаны экспериментальные результаты преобразования линейно-поляризованного по горизонтали пучка Бесселя нулевого порядка в пучок Бесселя второго порядка с помощью кристалла исландского шпата. На выходе анализатора получилась ситуация, соответствующая противофазной суперпозиции обыкновенного и необыкновенного пучков.

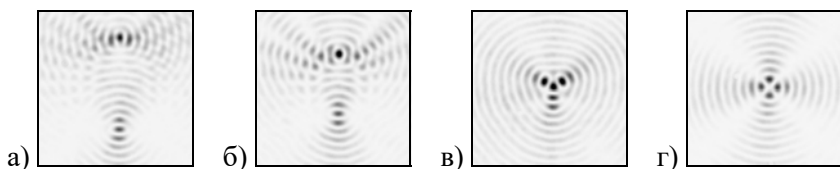


Рис. 2.16. Сведение обыкновенного и необыкновенного пучков с положением анализатора параллельно поляризации падающего пучка

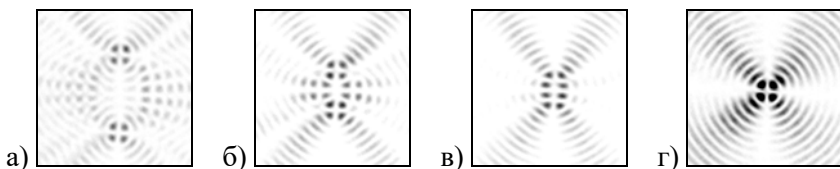


Рис. 2.17. Сведение обыкновенного и необыкновенного пучков с положением анализатора ортогонально поляризации падающего пучка

Для подтверждения факта интерференции обыкновенного и необыкновенного пучков показаны картины сведения этих пучков вдоль одной оси, соответствующей оси кристалла. На рис.2.15 показан процесс сведения пучков без анализатора; на рис.2.16 – процесс сведения пучков с положением анализатора параллельно поляризации лазерного пучка; на рис.2.17 – процесс сведения пучков с положением анализатора ортогонально поляризации лазерного пучка.

Сравнение результатов экспериментального исследования (рис.2.15 – 2.17) и численного моделирования (табл. 2.3 – 2.5) показывает их полное соответствие. Таким образом, теоретически и экспериментально установлено наличие в изначально обыкновенном и необыкновенном пучках обеих ортогональных поперечных компонент электрического поля в условиях непараксиального режима. Обоснована и показана возможность интерференции этих пучков, т. е. сложения соответствующих компонент.

В работе рассмотрено преобразование непараксиального Бесселевого пучка в кристалле исландского шпата. Аналитически и численно показано наличие в обыкновенном и необыкновенном пучках обеих ортогональных поперечных компонент электрического поля. Этот факт обеспечивает возможность интерференции двух пучков и приводит к периодическому изменению картины полной интенсивности.

Такое поляризационное преобразование становится заметным только в непараксиальных условиях падения излучения на кристалл. Также эффект усиливается при увеличении разности показателей преломления для обыкновенного и необыкновенного пучков. Результаты экспериментов полностью подтвердили правильность рассмотренного подхода.

2.3 Преобразователь лазерных пучков с круговой поляризацией в цилиндрические векторные пучки на основе с-срезов одноосных кристаллов

Несмотря на многочисленные публикации, посвященные теме формирования радиально- и азимутально-поляризованных лазерных мод, задача создания такого устройства, особенно для пучков высших порядков, остается актуальной.

В оптике хорошо известно использование анизотропных веществ для преобразования пучков с однородной поляризацией в цилиндрические векторные пучки [1], причем как внутри, так и вне резонаторов. Во внутрирезонаторных методах [2-4] двулучепреломляющие кристаллы выполняют функцию дискриминации мод, разделяя их либо поперек [2], либо вдоль [3, 4] оптической оси. По принципу действия метод [2] похож на внerezонаторный метод интерферометрического сложения двух мод [5, 6, 35] с ортогональными плоскими поляризациями. Оптическая ось кристалла при этом расположена под углом к оптической оси резонатора.

Методы, описанные в работах [3, 4], реализуют продольное разделение мод вдоль оптической оси резонатора в двух фокусах. Оптическая ось кристалла при этом параллельна оптической оси резонатора. Для создания большей сходимости пучков в кристалле реализуется оптическая схема неустойчивого резонатора. Настройкой внутрирезонаторной диафрагмы можно добиваться выделения радиальной или азимутальной поляризаций. У данного метода также имеются внerezонаторные аналоги [8, 9]. В этих работах для создания сходящегося пучка в кристалле используется телескопическая система.

Весьма популярным становится преобразование бесселевых пучков в двулучепреломляющих кристаллах для создания необходимых поляризаций [10, 11, 28]. При этом получают как радиальную и азимутальную [11], так и смешанные «спиральные» типы поляризаций [10]. В работе [11] для создания кольца с плоским волновым фронтом используются рефракционные аксиконы, а после прохождения кристалла радиальная и азимутальная поляризации разделяются при помощи поляризационной призмы Волластона. Однако получить такими методами цилиндрические векторные пучки высших порядков не представляется возможным. Важным свойством цилиндрических векторных пучков высших порядков является обеспечение острой фокусировки [12, 28, 36, 37].

Наиболее удобной в плане формирования неоднородно-поляризованных пучков является схема [8], включающая формирователь оптического вихря, фокусирующий и изображающий объективы, двулучепреломляющий кристалл и регулируемую диафрагму. Освещающий лазерный пучок должен иметь круговую поляризацию, причем, изменяя ее направление либо знак фазового вихря, можно менять тип поляризации. В этой схеме нет принципиальных ограни-

чений на порядок формируемых радиально или азимутально поляризованных мод. Для формирования цилиндрических векторных пучков высших порядков требуется изначально формировать вихревые пучки высших порядков, что наиболее эффективно можно осуществить при помощи ДОЭ [5, 6, 38, 39].

Экспериментальное формирование цилиндрически поляризованных пучков на основе использования двулучепреломляющего кристалла и ДОЭ было реализовано в работе [40]. Однако проведенные в указанной работе экспериментальные исследования показали лишь принципиальную возможность такого подхода, а подробные исследования и подбор оптимальных параметров оптических компонент не проводились. Основная идея метода состоит в том, что в режиме с двумя фокусами при наличии в падающем пучке вихревой фазы имеет место разделение пучков с радиальной и азимутальной поляризацией. Причем разделение осуществляется вдоль оптической оси в разных фокусах. Понятно, что этот случай принципиально отличается от интерферометрических методов [5-7, 41], где разделение осуществляется по поперечным координатам. Поскольку модовые пучки теоретически являются бесконечными, разделить их полностью при соосном распространении, пусть и с разной кривизной волновых фронтов, принципиально невозможно. Можно говорить лишь о какой-то степени разделения, достаточной для каких-либо приложений. Из теоретического анализа [40] понятно, что указанное свойство пучков зависит от параметров оптической системы, в частности от числовой апертуры. Немалое значение имеют и параметры системы наблюдения, позволяющие выявить интересующие нас свойства. Именно решению указанных проблем и посвящен данный раздел.

Для лазерных пучков с вихревой фазой:

$$\mathbf{E}(r, \varphi) = \begin{pmatrix} p_x \\ p_y \end{pmatrix} E(r) \exp(im\varphi) \quad (2.26)$$

прохождение через одноосный кристалл параллельно его оси можно описать на основе разложения по плоским волнам [42]. При круговой поляризации $(p_x, p_y) = 1/\sqrt{2}(1, \pm i)$ падающего на кристалл излучения выражение, описывающее распространение, можно записать в виде:

$$\mathbf{E}_{m=0}^{circ\pm}(\rho, \theta, z) = \frac{k^2}{2\sqrt{2}} \int_0^\infty \left(\frac{J_0(k\rho\sigma)}{0} \right) \left[\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) + \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \right] F_0(\sigma) \sigma d\sigma +$$

$$+ \frac{k^2}{2} \int_0^\infty \left(\begin{array}{l} J_2(k\rho\sigma) \exp(\pm i2\theta) [\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) - \exp(ikz\gamma_e(\sigma))] \\ \mp iJ_2(k\rho\sigma) \exp(\pm i2\theta) [\exp(ikz\gamma_o(\sigma)) - \exp(ikz\gamma_e(\sigma))] \\ -2i \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e} \frac{\sigma}{\gamma_e(\sigma)} J_1(k\rho\sigma) \exp(\pm i\theta) \exp(ikz\gamma_e(\sigma)) \end{array} \right) F_0(\sigma) \sigma d\sigma, \quad (2.27)$$

где

$$\gamma_o(\sigma) = \sqrt{\varepsilon_o - \sigma^2}, \quad \gamma_e(\sigma) = \sqrt{\varepsilon_o - \sigma^2 \frac{\varepsilon_o}{\varepsilon_e}}, \quad (2.28)$$

$$F_m(\sigma) = \int_0^\infty E(r) J_m(kr\sigma) r dr, \quad (2.29)$$

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; ε_o и ε_e – диэлектрические проницаемости обыкновенного и необыкновенного лучей соответственно;

$J_m(r)$ – функция Бесселя m -го порядка.

Из (2.27) видно, что при круговой поляризации в поперечных компонентах имеет место вихревая фазовая особенность второго порядка, а в продольной компоненте – первого порядка, причем в изотропной среде, когда $\gamma_e(\sigma) = \gamma_o(\sigma)$, вихревые особенности второго порядка исчезнут. Заметим, что в параксиальном случае, когда $\sigma \rightarrow 0$: $\gamma_e(\sigma) \rightarrow \gamma_o(\sigma)$, ситуация будет аналогичная, т.е. влияние вихревых фазовых особенностей второго порядка будет отсутствовать.

Если падающее на кристалл излучение представляет собой гауссов пучок с параболическим сходящимся волновым фронтом:

$$E(r) = \exp\left(-\frac{r^2}{2w^2}\right) \exp\left(-ik \frac{r^2}{2f}\right), \quad (2.30)$$

где w – радиус перетяжки пучка, f – фокусное расстояние сходящегося волнового фронта, то выражение (2.29) можно приближенно оценить, используя справочный интеграл [43]:

$$\begin{aligned}
& \int_0^{\infty} x \exp(-px^2) J_{\nu}(cx) dx = \\
& = \frac{c\sqrt{\pi}}{8p^{3/2}} \exp\left(-\frac{c^2}{8p}\right) \left[I_{\frac{\nu-1}{2}}\left(\frac{c^2}{8p}\right) - I_{\frac{\nu+1}{2}}\left(\frac{c^2}{8p}\right) \right], \\
& \operatorname{Re} p > 0, \operatorname{Re} \nu > -2.
\end{aligned} \tag{2.31}$$

Таким образом,

$$\begin{aligned}
F_0(\sigma) &= \int_0^{\infty} \exp\left[-\frac{r^2}{2}\left(\frac{1}{w^2} + \frac{ik}{f}\right)\right] J_0(kr\sigma) r dr = \\
&= \left(\frac{1}{k^2\sigma_w^2} - \frac{iw^2}{kf\sigma_w^2}\right) \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2\sigma_w^2}\right) \exp\left(i\frac{kw^2\sigma^2}{2f\sigma_w^2}\right),
\end{aligned} \tag{2.32}$$

где $\sigma_w^2 = 1/(kw)^2 + (w/f)^2$.

Из выражения (2.32) следует, что пространственный спектр для функции (2.30) представляет собой гауссову функцию с параболическим расходящимся фронтом. Основная энергия сосредоточена в низких частотах и становится более компактной с уменьшением фокусного расстояния f . В этом случае выражения для собственных значений (2.28) можно представить в виде:

$$\gamma_o(\sigma) \approx \sqrt{\varepsilon_o} - \frac{\sigma^2}{2\sqrt{\varepsilon_o}}, \quad \gamma_e(\sigma) \approx \sqrt{\varepsilon_o} - \frac{\sigma^2\sqrt{\varepsilon_o}}{2\varepsilon_e}. \tag{2.33}$$

Ненулевые значения на оптической оси связаны с первым интегралом в (2.27), который при $\rho = 0$ можно вычислить точно:

$$E_{m=0}^{circ\pm}(\rho=0, z) = \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix} \left[E_{m=0}^o(z) + E_{m=0}^e(z) \right], \tag{2.34}$$

где

$$\begin{aligned}
E_{m=0}^o(z) &= \left(\frac{1}{2\sigma_w^2} - \frac{ikw^2}{2f\sigma_w^2} \right) \exp(ikz\sqrt{\varepsilon_o}) \times \\
&\times \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2\sigma_w^2}\right) \exp\left[\frac{ik}{2}\left(\frac{w^2}{f\sigma_w^2} - \frac{z}{\sqrt{\varepsilon_o}}\right)\sigma^2\right] \sigma d\sigma, \\
E_{m=0}^e(z) &= \left(\frac{1}{2\sigma_w^2} - \frac{ikw^2}{2f\sigma_w^2} \right) \exp(ikz\sqrt{\varepsilon_o}) \times \\
&\times \int_0^\infty \exp\left(-\frac{\sigma^2}{2\sigma_w^2}\right) \exp\left[\frac{ik}{2}\left(\frac{w^2}{f\sigma_w^2} - \frac{z\sqrt{\varepsilon_o}}{\varepsilon_e}\right)\sigma^2\right] \sigma d\sigma. \quad (2.35)
\end{aligned}$$

Так как максимальное значение интегралов (2.35) будет достигаться при обнулении показателя второй подынтегральной экспоненты, то ясно, что обыкновенный и необыкновенный пучки будут фокусироваться на различных расстояниях:

$$z_f^o = \frac{f\sqrt{\varepsilon_o}}{1 + (f/kw^2)^2}, \quad z_f^e = \frac{f\varepsilon_e/\sqrt{\varepsilon_o}}{1 + (f/kw^2)^2}. \quad (2.36)$$

Очевидно, для достаточно больших размеров падающего пучка (w – велико) получается простая зависимость:

$$z_f^o \approx f\sqrt{\varepsilon_o}, \quad z_f^e \approx f\varepsilon_e/\sqrt{\varepsilon_o}. \quad (2.37)$$

В общем случае при наличии в пучке вихревой фазовой зависимости m -го порядка выражение (2.27) для обыкновенного и необыкновенного пучков принимает следующий вид:

$$\begin{aligned}
E_m^o(\rho, \theta, z) &= \frac{k^2(-1)^m}{4} \times \\
&\times \int_0^\infty \left(2e^{im\theta} J_m(k\rho\sigma) p_x + e^{i(m-2)\theta} J_{m-2}(k\rho\sigma) (p_x + ip_y) + e^{i(m+2)\theta} J_{m+2}(k\rho\sigma) (p_x - ip_y) \right) \\
&\times \left(2e^{im\theta} J_m(k\rho\sigma) p_y + ie^{i(m-2)\theta} J_{m-2}(k\rho\sigma) (p_x + ip_y) - ie^{i(m+2)\theta} J_{m+2}(k\rho\sigma) (p_x - ip_y) \right) \times \\
&\times \exp[ikz\gamma_o(\sigma)] F_m(\sigma) \sigma d\sigma, \quad (2.38)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_m^e(\rho, \theta, z) = & \frac{k^2(-1)^m}{4} \times \\
& \times \int_0^\infty \left(2e^{im\theta} J_m(k\rho\sigma) p_x - e^{i(m-2)\theta} J_{m-2}(k\rho\sigma)(p_x + ip_y) - e^{i(m+2)\theta} J_{m+2}(k\rho\sigma)(p_x - ip_y) \right) \\
& \times \left(2e^{im\theta} J_m(k\rho\sigma) p_y - ie^{i(m-2)\theta} J_{m-2}(k\rho\sigma)(p_x + ip_y) + ie^{i(m+2)\theta} J_{m+2}(k\rho\sigma)(p_x - ip_y) \right) \times \\
& \times \left(2i\varepsilon_o\sigma/\varepsilon_e\gamma_e(\sigma) \right) \left[e^{i(m-1)\theta} J_{m-1}(k\rho\sigma)(p_x + ip_y) - e^{i(m+1)\theta} J_{m+1}(k\rho\sigma)(p_x - ip_y) \right] \\
& \times \exp[ikz\gamma_e(\sigma)] F_m(\sigma) \sigma d\sigma. \tag{2.39}
\end{aligned}$$

Как следует из выражений (2.38) и (2.39), в кристалле дополнительно появляются пучки с пониженной и повышенной на два порядка вихревой фазой. В случае круговой поляризации падающего на кристалл поля дополнительно формируются пучки только с пониженной (для «-» круговой поляризации) или только повышенной (для «+» круговой поляризации) на два порядка вихревой фазовой сингулярностью.

В случае, когда $m = 1$, а направление поляризации противоположно направлению оптического вихря (т.е. при «-» круговой поляризации) обыкновенный пучок имеет азимутальную поляризацию, а необыкновенный пучок – радиальную поляризацию:

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_1^{circ-}(\rho, \theta, z) = & -\frac{ik^2}{\sqrt{2}} \int_0^\infty \begin{pmatrix} \sin\theta \\ -\cos\theta \\ 0 \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_o(\sigma)] J_1(t) F_1(\sigma) \sigma d\sigma - \\
& -\frac{k^2}{\sqrt{2}} \int_0^\infty \begin{pmatrix} J_1(k\rho\sigma) \cos\theta \\ J_1(k\rho\sigma) \sin\theta \\ \frac{i\varepsilon_o\sigma}{\varepsilon_e\gamma_e(\sigma)} J_0(k\rho\sigma) \end{pmatrix} \exp[ikz\gamma_e(\sigma)] F_1(\sigma) \sigma d\sigma. \tag{2.40}
\end{aligned}$$

Чтобы разделить эти пучки пространственно, можно внести в падающее на кристалл излучение сходящийся волновой фронт, тогда вдоль оптической оси сформируются два отдельных фокуса, соответствующих обыкновенному и необыкновенному пучкам. При изменении знака фазового вихря ситуации для «+» и «-» круговой поляризации взаимно изменятся.

Приведенные выше теоретические выкладки хотя и справедливы даже в ближней зоне дифракции, но не учитывают прохождение излучения границы раздела различных оптических сред. Поэтому возникает необходимость численного моделирования решения уравнения Максвелла методом конечных разностей. Известно, что решение уравнения Максвелла для больших размеров расчетной области (более десятков длин волн) является очень ресурсозатратным. Но в данном случае задача миниатюризации рассматриваемого преобразователя позволяет оставаться в рамках приемлемого расчетного времени. Из имеющихся в наличии кристаллов наиболее тонким является ниобат лития, поэтому и моделирование в МЕЕР проводилось именно для данного кристалла.

Проведем численное исследование астигматического преобразования гауссова пучка в кристалле ниобата лития, имеющем диэлектрические проницаемости $\varepsilon_1 = 5,244$ и $\varepsilon_2 = 4,84$. Для решения этой задачи воспользуемся программным обеспечением МЕЕР.

Зададим следующие основные параметры моделирования: размеры области – $23 \text{ мкм} \times 23 \text{ мкм} \times 23 \text{ мкм}$, разрешение – 40 отсчетов на 1 мкм, время распространения пучка – 422 фс. Размеры кристалла – $20 \text{ мкм} \times 20 \text{ мкм} \times 14 \text{ мкм}$, координаты его центра – (2 мкм, 0 мкм, 0 мкм), ось кристалла совпадает с осью z.

Входной пучок является гауссовым пучком со сходящимся волновым фронтом (что соответствует прохождению пучка через линзу) и определяется по формуле:

$$A(x, y) = \exp \left\{ -\frac{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2}{\sigma^2} \right\} \exp \left\{ -\frac{i\pi \left[(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 \right]^2}{\lambda f} \right\}, \quad (2.41)$$

где $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$ – длина волны лазерного излучения, $\sigma = \sqrt{2}w = 10 \text{ мкм}$, $(x_0, y_0) = (0, 0)$ – поперечные координаты центра пучка. Поляризация пучка совпадает с осью y.

На рис. 2.18 и 2.19 представлены мгновенные снимки амплитуды электрического поля для $f = 8 \text{ мкм}$ и $f = 9 \text{ мкм}$ соответственно. Нетрудно убедиться, что при распространении светового пучка вдоль оси кристалла возникают два фокуса.

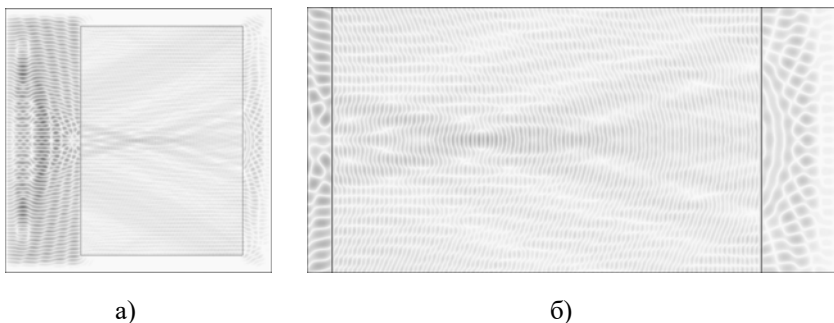


Рис. 2.18. Результаты моделирования при $f = 8$: а – общая картина амплитуды в продольном сечении; б – увеличенный фрагмент вблизи фокуса

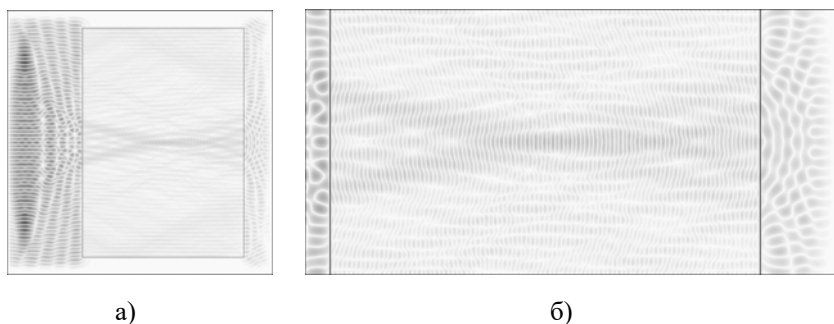


Рис. 2.19. Результаты моделирования при $f = 9$: а – общая картина амплитуды в продольном сечении; б – увеличенный фрагмент вблизи фокуса

Из сравнения результатов расчета, приведенных на рис. 2.18 и 2.19, видно, что малое изменение фокусного расстояния приводит к заметному изменению расстояния между фокусами. Распределение амплитуды внутри кристалла согласуется с результатами теоретического анализа, а за границами кристалла хорошо видна интерференция падающей и отраженной волн, которая, тем не менее, не должна сказаться на проецировании внутренней зоны кристалла на фотоприемник.

Для исследования состояния поляризации вихревых пучков, сфокусированных в одноосном кристалле, была собрана оптическая установка, схема которой показана на рис. 2.20. Установка содержала гелий-неоновый лазер с линейно-поляризованным излучением, расширитель пучка (объектив $20\times$ и линза L1), четвертьволновую пла-

стину (WP), дифракционный элемент (DOE), фокусирующую линзу (L2), с-срез кристалла CaCO_3 , изображающую линзу (L3), поляризатор (P) и ПЗС-матрицу. Выходная часть оптической установки была настроена на прием первого порядка дифракции, а остальные порядки пространственно изолировались от линзы L2. Расширение лазерного пучка до диаметра 6 мм по уровню $1/e^2$ осуществлялось объективом $20\times$ и плоско-выпуклой линзой L1 с фокусным расстоянием 15 см. Формирование круговой поляризации пучка, освещающего дифракционный элемент, достигалось с помощью кварцевой четвертьволновой пластинки нулевого порядка WP. Фокусировка первого порядка дифракции внутри кристалла CaCO_3 обеспечивалась линзой L2 с фокусным расстоянием 25 мм. Изображения, полученные в кристалле, проецировались объективом L3 с кратностью $10\times$ или $20\times$ в плоскость ПЗС-матрицы. Для контроля поляризации сходящегося выходного пучка использовался просветленный поляриоид Р оптического качества с углами зрения $\pm 30^\circ$.

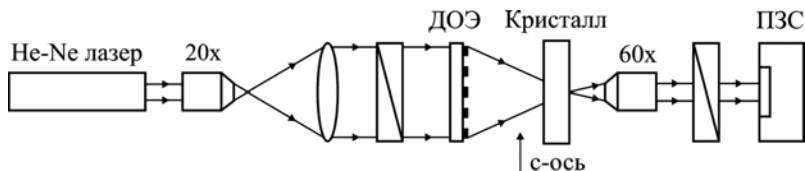


Рис. 2.20. Схема экспериментальной установки

Для формирования вихревых пучков были рассчитаны и изготовлены амплитудные дифракционные оптические элементы размером 10×10 мм, формирующие вихревые пучки Гаусса, Гаусса-Лагерра (3,0) и Бесселя 2-го порядка (рис. 2.21).

При перемещении линзы L2 или L3 обнаруживаются два положения, в которых в центральной части сформированного пучка наблюдается фокальная картина. На рис. 2.22 показано изображение (негатив) в одном из таких положений. Видимая система колец на периферии изображения – это излучение, которое образует фокальную картину во втором положении линзы. При наблюдении через поляриоид по разрывам в кольцах хорошо видно, что в одном фокусе формируется радиальная, а в другом азимутальная поляризации. Сравнивая полученные результаты с результатами экспериментов в [40], можно сделать вывод, что распределение интенсивности в центральной части пучка теперь значительно лучше согласуется с ре-

зультатами моделирования. Это связано с тем, что по сравнению с [40] была уменьшена числовая апертура пучка, освещающего кристалл. Одновременно система наблюдения была перестроена на большую кратность увеличения.

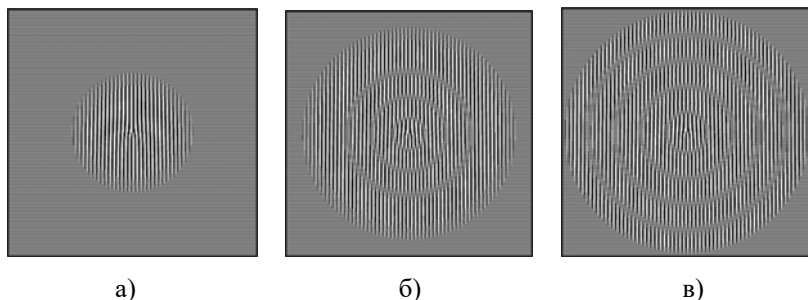


Рис. 2.21. Амплитудные дифракционные элементы для формирования вихревых пучков: а – Гаусса; б – Гаусса-Лагерра (3,0); в – Бесселя 2-го порядка

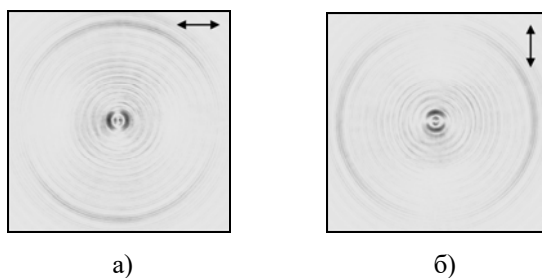


Рис. 2.22. Одновременно наблюдаемые фокусные распределения при горизонтальном (а) и вертикальном (б) положении оси поляризатора для пучка Бесселя

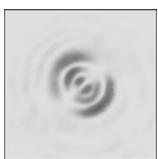
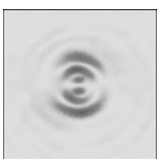
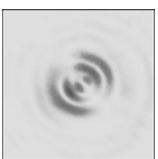
Полученные результаты позволяют сделать вывод, что для выбранных параметров оптической системы значимого взаимодействия различных типов поляризации не наблюдается. Учитывая этот факт, далее мы будем приводить только центральную часть других типов сфокусированных пучков с большим увеличением, поскольку дальнейшей целью исследований является применение именно остросфокусированных пучков с радиальной и азимутальной поляризациями. В табл. 2.7 – 2.8 приведены экспериментальные распределения ин-

тенсивности в центральной части фокальных картин вихревых пучков Гаусса и Гаусса-Лагерра (3,0), формируемых на выходе с-среза кристалла CaCO_3 при разных положениях поляризатора (показаны стрелками). Приведены негативы изображений.

Таблица 2.7 – Распределение интенсивности в фокусах для пучка Гаусса

				
Ближний фокус				
Дальний фокус				

Таблица 2.8 – Распределение интенсивности в фокусах для пучка Гаусса-Лагерра (3,0)

				
Ближний фокус				
Дальний фокус				

Экспериментальные результаты, приведенные в табл. 2.7 – 2.8, подтверждают формирование азимутальной поляризации в ближнем фокусе и радиальной – в дальнем. Изменение направления вращения

циркулярно-поляризованного излучения, освещающего дифракционный элемент, меняет поляризацию в фокусах с радиальной или азимутальной на смешанную.

При формировании пучков Бесселя важное значение имеет размер освещающего пучка. В табл. 2.9 – 2.10 показаны результаты исследования пучков Бесселя 2-го порядка при различных диаметрах (апертурах) освещающего пучка. Пучок с диаметром 6 мм освещал 3 круговых зоны ДОЭ, с диаметром 10 мм – все 5 круговых зон (рис. 2.21,в).

Таблица 2.9 – Распределение интенсивности в фокусах для пучка Бесселя 2-го порядка при диаметре освещающего пучка 6 мм

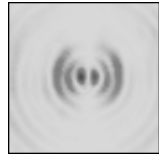
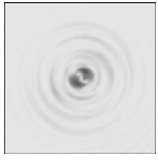
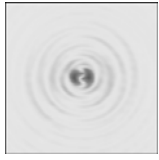
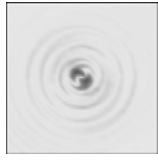
				
Ближний фокус				
Дальний фокус				

Таблица 2.10 – Распределение интенсивности в фокусах для пучка Бесселя 2-го порядка при диаметре освещающего пучка 10 мм

				
Ближний фокус				
Дальний фокус				

Результаты, показанные в табл. 2.9, демонстрируют гораздо лучшее качество формирования азимутальной поляризации (в ближнем фокусе), чем результаты табл. 2.10. Таким образом, выявлено, что именно увеличение числовой апертуры изменяет состояние поляризации в ближнем фокусе с азимутального на смешанное (см. табл. 2.10), что наблюдалось и ранее в [40]. В дальнем же фокусе наблюдаем высокое качество формирования радиальной поляризации независимо от размера апертуры. При этом качество сформированных пучков Бесселя для большей апертуры освещающего пучка существенно выше, что хорошо видно из сравнения результатов табл. 2.9 и табл. 2.10. В результате мы приходим к тому, что для пучков Бесселя формирование радиальной и азимутальной поляризаций должно осуществляться с разными числовыми апертурами.

Разработана оптическая система на основе элементов дифракционной оптики и одноосных кристаллов для формирования радиально и азимутально поляризованных пучков, в том числе пучков высоких порядков. Выбором параметров оптической системы устранено взаимодействие различных типов поляризации. Проведены экспериментальные исследования качества формирования пучков как по поляризационным, так и по структурным характеристикам. Показано, что искажения поляризационных распределений при формировании азимутальной и радиальной поляризаций происходят для пучков Бесселя при разных числовых апертурах.

2.4 Расчет формирования радиально-поляризованных пучков на основе рефракционного аксикона с интерференционными поляризующими покрытиями

В последнее время все большее внимание исследователей привлекают лазерные пучки с поляризационно-неоднородным распределением. Наибольший практический интерес представляют так называемые цилиндрические (с аксиальной симметрией) векторные пучки, которые имеют множество приложений, включая микроскопию, литографию, ускорение электронов, обработку материалов, высокоразрешающую метрологию, микроэллипсометрию и спектроскопию [1]. На данный момент существует множество методов формирования таких пучков, различающихся как по параметрам сформированных пучков, так и по свойствам формирующих систем.

В каждом приложении [1] существуют свои приоритеты по требованиям к пучкам и устройствам. Где-то, например в обработке материалов, на первое место выходит эффективность формирования, а где-то (например в метрологических приложениях) требуется высокое качество пучков и стабильность свойств формирующих систем. Основной задачей, таким образом, является достижение компромисса между противоречивыми требованиями при разработке новых методов для каждого из приложений.

Большая группа методов основана на когерентной суперпозиции пары обычных мод [5-7, 41], например, с помощью интерферометра [5-7]. Таким способом можно формировать любые типы векторных пучков, и, в принципе, такой метод применим для любой длины волны. Основным недостатком таких методов, как и вообще интерферометров типа Маха–Цендера со светоделительными элементами, является низкая виброзащищенность и, вследствие этого, низкая стабильность. Несколько отличается от указанных методов [7], где разделение пучков осуществляется путем пространственного разнесения элементов, формирующих требуемые моды. Метод имеет несколько большую стабильность, чем интерферометр Маха–Цендера, однако проигрывает в энергетической эффективности, которая у интерферометрических методов и так, как правило, не больше 50%. Основное достоинство интерферометрических методов – это весьма высокое качество формирования пучков как по шумовым характеристикам, так и по поляризационному контрасту, который достигает 1000:1.

Следующими по распространенности следует признать методы, основанные на применении кристаллических секторных пластинок [15, 44-46]. Методы характеризуются высокой энергетической эффективностью (теоретически 100%) и стабильностью, однако качество формируемых пучков сильно зависит от качества изготовления пластинок, которые, по сути, всегда дискретны, и в большинстве случаев такие пучки требуют дополнительной фильтрации, что снижает эффективность формирования. Сами пластинки высокого качества достаточно сложны в производстве и дороги. Разновидность этого метода [47-50] основана на применении субволновых дифракционных решеток. Недостатки, свойственные кристаллическим секторным пластинкам, присущи этому методу еще в большей степени. Изготавливать субволновые дифракционные решетки приемлемого качества особенно сложно.

Отдельную группу методов составляют методы на основе применения анизотропных материалов [3, 4, 40]. Такие методы имеют также достаточно высокую эффективность, однако она делится между одновременно получаемыми пучками с радиальной и азимутальной поляризациями, разделение которых порождает те же проблемы фильтрации, как и в случае секторных пластинок. Стабильность этого метода нареканий не вызывает, так же как и качество пучков. Следует лишь отметить, что так же, как и для многих интерференционных методов, здесь требуется генерация специфических исходных пучков с вихревой фазой, что составляет отдельную проблему. Такие пучки наиболее просто получить при помощи дифракционных оптических элементов (ДОЭ), однако это неизбежно приводит к потерям энергии.

В свете вышесказанного перспективным представляется решение, основанное на поляризационных преобразованиях, происходящих при падении наклонных пучков на поверхность диэлектрика [51, 52]. Как внутрирезонаторная [51], и внерезонаторная [52] модификации этого метода основаны на падении света на границу раздела под углом Брюстера. Совершенно очевидным достоинством метода является простота. Стабильность устройства также не вызывает сомнений при сравнимой с другими методами энергетической эффективности. Аксикон, являющийся обязательным элементом такого устройства, конечно, представляет некоторые сложности в изготовлении, однако, основываясь на последних достижениях в области прецизионной штамповки стекла, эта проблема может быть решена. Основная проблема при использовании такого устройства – это большие углы расходимости полученного пучка с радиальной поляризацией, что связано с большими значениями угла Брюстера для основных марок оптических стекол. Именно по этой причине в работе [52] не удалось сколлимировать полученный пучок, а проверка получения радиальной поляризации осуществлялась по изображению на матовом экране. Кроме того, в стопе Столетова качество пучка и его поляризационный контраст напрямую связаны с количеством пластинок в стопе, а каждая новая пластинка вносит свои потери энергии.

Кардинальным решением сразу обеих указанных проблем является применение многослойных интерференционных поляризующих покрытий либо самой поверхности аксикона, либо отдельной пла-

стинки, выполняющей в данном случае роль стопы Столетова. В дальнейшем будет показано, что таким путем удастся как существенно уменьшить рабочий угол падения, так и добиться практически значимых степеней поляризации сформированного пучка при существенно меньших потерях энергии.

Предлагаемый подход направлен на повышение энергетической эффективности и оптического качества формирования радиально-поляризованных пучков и основан на использовании интерференционного поляризатора. Последний представляет собой нанесенное на подложку многослойное оптическое покрытие, спектральное пропускание которого отличается для p - и s -поляризованного излучения при ненулевых углах падения. При этом можно подобрать такие толщины слоев и угол падения, что в окрестности заданной длины волны λ_0 будет наблюдаться максимальное пропускание для p -поляризации и минимальное – для s -поляризации. Для создания угла падения, одинакового по всему сечению пучка, необходимо использовать рефракционный аксикон – оптический элемент с конической преломляющей поверхностью. Указанный подход позволяет сформировать радиальную поляризацию выходного пучка с высокой эффективностью. При этом многослойное оптическое покрытие может наноситься и на поверхность аксикона, снижая массу и упрощая юстировку оптического элемента. Варианты исполнения составного рефракционно-интерференционного элемента, формирующего радиально-поляризованное излучение, показаны на рис. 2.23.

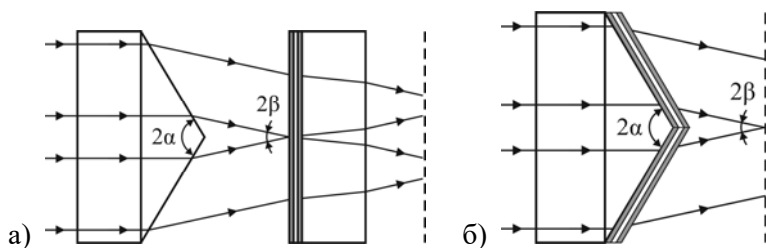


Рис. 2.23. Варианты изготовления рефракционно-интерференционного элемента

Рефракционный аксикон также оказывает влияние на поляризацию прошедшего излучения, поскольку падение излучения на кони-

ческую поверхность отличается от нормального. Для моделирования поляризационной избирательности аксикона использовались формулы Френеля [53].

Рефракционный аксикон с достаточно малым углом при вершине ($70 - 85^\circ$) оказывает влияние на поляризацию пучка. Зависимость пропускания от угла падения для стеклянного аксикона с показателем преломления показана на рис. 2.24. Предполагалось, что аксикон изготовлен из стекла ВК7 с $n_m \approx 1,52$ в окрестности $\lambda_0 = 632,8$ нм.

С увеличением угла падения происходит заметное снижение пропускания s -поляризованного излучения по сравнению с p -поляризованным. Для углов более $41,1^\circ$ характерно полное внутреннее отражение излучения с любой поляризацией. Из расчетов следует, что для достижения высокой эффективности пропускания p -поляризации ($P \geq 80\%$) угол падения ($90 - \alpha$) должен быть не более 40° , а половинный угол при вершине аксикона $\alpha \geq 50^\circ$.

Для расчета интерференционного поляризатора необходимо вычислить угол падения β , обеспечиваемый аксиконном. Используем для этого формулу, полученную в приближении геометрической оптики: $\beta = \alpha + \arcsin(nm \cos(\alpha)) - 90^\circ$, где α – половинный угол при вершине аксикона, град.; nm – показатель преломления аксикона. Зависимость угла падения на интерференционный поляризатор β от половинного угла при вершине аксикона $\alpha \geq 50^\circ$ при $n_m \approx 1,52$ приведена на рис. 2.25.

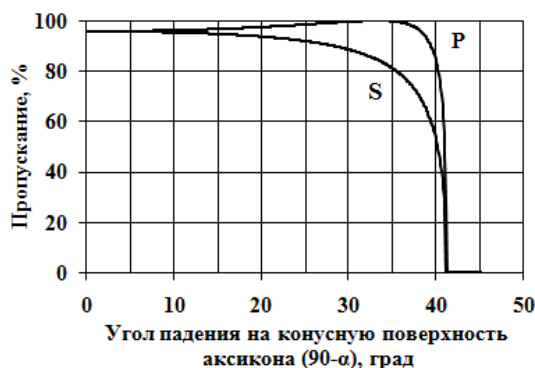


Рис. 2.24. Зависимость интенсивности пропускания конической поверхности аксикона от угла падения ($90-\alpha$)

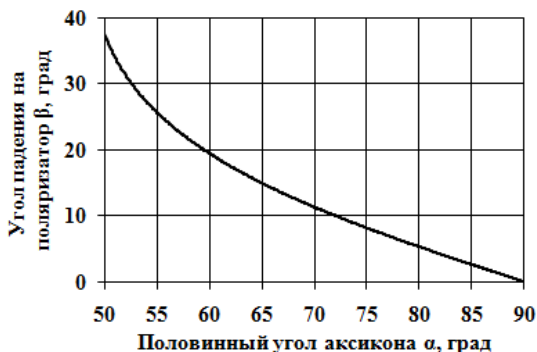


Рис.2.25. Зависимость угла падения β на интерференционный поляризатор от половинного угла при вершине аксикона α

Угол α для рефракционного аксикона будет ограничен снизу углом полного внутреннего отражения для стекла ВК7 $\alpha \geq 48,9^\circ$. Сверху величина α ограничена минимальным углом падения на интерференционный поляризатор, при котором обеспечивается необходимая ширина спектра $\Delta\lambda$ и коэффициент поляризации $K_p(\lambda) = P(\lambda)/S(\lambda)$. Кроме того, существует требование минимального угла падения для удобства коллимации сформированного пучка в последующих каскадах оптической схемы.

Исследуем зависимость коэффициента поляризации $K_p(\lambda)$ от углов падения и количества слоев оптического покрытия. Моделируемый интерференционный поляризатор был образован нанесенными на стеклянную подложку ВК7 с $n_m \approx 1,52$ чередующимися четвертьволновыми слоями SiO_2 и Ta_2O_5 с показателями преломления $n_1 = 1,457$ и $n_2 = 2,183$ при $\lambda_0 = 632,8$ нм. Для расчета спектрального пропускания по интенсивности для p - и s -поляризованного излучения $P(\lambda)$ и $S(\lambda)$ интерференционным поляризатором применялся матричный метод [54]:

$$S(\lambda) = 1 - \frac{|r_s|^2}{|r_s|^2 + \frac{n_m}{n_0} \cdot |t_s|^2}, \quad P(\lambda) = 1 - S(\lambda), \quad (2.41)$$

где r_s , t_s — амплитудные коэффициенты отражения и пропускания s -поляризованного излучения, равные:

$$r_s = \frac{n_0 m_{11s} + i n_0 n_m m_{12s} - i m_{21s} - n_m m_{22s}}{n_0 m_{11s} + i n_0 n_m m_{12s} + i m_{21s} + n_m m_{22s}},$$

$$t_s = \frac{2n_0}{n_0 m_{11s} + i n_0 n_m m_{12s} + i m_{21s} + n_m m_{22s}}, \quad (2.42)$$

где n_m , n_0 – показатель преломления подложки и окружающей среды; m – элементы характеристической матрицы M_s многослойного оптического покрытия для s -поляризованного излучения:

$$M_s = \begin{pmatrix} m_{11s} & i m_{12s} \\ i m_{21s} & m_{22s} \end{pmatrix} = M_{2s} M_{1s} M_{2s} \dots M_{2s} M_{1s} M_{2s}. \quad (2.43)$$

В выражении (2.43) матрицы M_{1s} , M_{2s} определяют свойства одиночных оптических слоев интерференционного поляризатора для s -поляризованного излучения. Рассматриваемый поляризатор образован чередующимися слоями двух типов: с высоким и низким показателями преломления. Поэтому спектральное пропускание будет описываться произведением матриц M_{1s} , M_{2s} :

$$M_{1s} = \begin{pmatrix} \cos(\phi_{1s}) & \frac{i}{n_{1s}} \sin(\phi_{1s}) \\ i n_{1s} \sin(\phi_{1s}) & \cos(\phi_{1s}) \end{pmatrix},$$

$$M_{2s} = \begin{pmatrix} \cos(\phi_{2s}) & \frac{i}{n_{2s}} \sin(\phi_{2s}) \\ i n_{2s} \sin(\phi_{2s}) & \cos(\phi_{2s}) \end{pmatrix}, \quad (2.44)$$

где ϕ_{1s} , ϕ_{2s} – фазовые толщины слоев с низким и высоким показателем преломления для s -поляризованного излучения:

$$\phi_{1s} = \frac{2\pi}{\lambda} n_1 h_1 \cos(\alpha_1),$$

$$\phi_{2s} = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 h_2 \cos(\alpha_2), \quad (2.45)$$

где h_1 , h_2 – физические толщины слоев, м; α_1 , α_2 – углы преломления в слоях, град; n_1 , n_2 – показатели преломления слоев, которые для наклонного падения s -поляризованного излучения имеют вид:

$$n_{1s} = n_1 \cos(\alpha_1), \quad n_{2s} = n_2 \cos(\alpha_2),$$

$$\alpha_1 = \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_1^2} \sin^2(\alpha_0)} \right),$$

$$\alpha_2 = \arccos \left(\sqrt{1 - \frac{n_0^2}{n_2^2} \sin^2(\alpha_0)} \right). \quad (2.46)$$

Расчет спектров пропускания $P(\lambda)$ и $S(\lambda)$ для p - и s -поляризованного излучения проводился в диапазоне 610 – 650 нм с шагом 0,1 нм. Отличие угла падения от нормального приводит к небольшому отличию оптических толщин слоев по сравнению с $\lambda/4$. Толщины слоев для заданного угла падения подбирались вручную и для 20° составили: 23 слоя – $0,8762 \cdot (\lambda/4)$, 25 слоев – $0,8777 \cdot (\lambda/4)$, 27 слоев – $0,8793 \cdot (\lambda/4)$. Для угла падения 30° : 23 слоя – $0,902 \cdot (\lambda/4)$, 25 слоев – $0,904 \cdot (\lambda/4)$, 27 слоев – $0,906 \cdot (\lambda/4)$.

На рис. 2.26 приведен коэффициент поляризации $K_p(\lambda) = P(\lambda)/S(\lambda)$ для многослойного оптического покрытия, спроектированного для углов падения $\beta=20^\circ$ и $\beta=30^\circ$ (половинные углы аксиконов $\alpha=59,5^\circ$ и $\alpha=52,6^\circ$ соответственно). На рис. 2.27 также приведена угловая зависимость коэффициента поляризации.

Таким образом, покрытие из 23–27 слоев позволяет получить коэффициент поляризации $K_p(\lambda)$ от единиц до несколько десятков при отклонении угла падения в $1-2^\circ$ от номинального. Если необходимо повысить значение $K_p(\lambda)$, то можно увеличить число слоев до 39, что при углах падения $\beta=20-30^\circ$ обеспечит теоретический $K_p(\lambda) = 130:1-3500:1$.

Вторым вариантом оптического элемента, обеспечивающего радиальную поляризацию, является аксикон с интерференционным поляризатором, нанесенным непосредственно на коническую поверхность. На рис. 2.28 показаны результаты моделирования спектральной зависимости коэффициента поляризации для аксиконов, обеспечивающих углы падения $\beta=20^\circ$ и $\beta=30^\circ$ (половинные углы аксиконов $\alpha=59,5^\circ$ и $\alpha=52,6^\circ$), по аналогии с данными рис. 2.26.

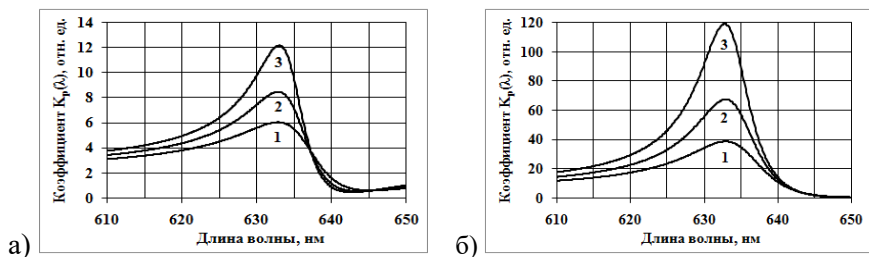


Рис.2.26. Спектральная зависимость коэффициента поляризации для поляризующего покрытия $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ на отдельной подложке:

а – угол падения $\beta=20^\circ$; б – угол падения $\beta=30^\circ$;

1 – 23 слоя, 2 – 25 слоев, 3 – 27 слоев

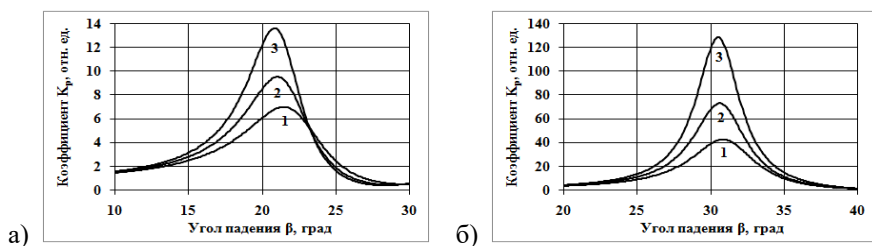


Рис.2.27. Угловая зависимость коэффициента поляризации для поляризующего покрытия $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ на отдельной подложке для

$\lambda_0 = 632,8 \text{ nm}$: 1 – 23 слоя, 2 – 25 слоев, 3 – 27 слоев

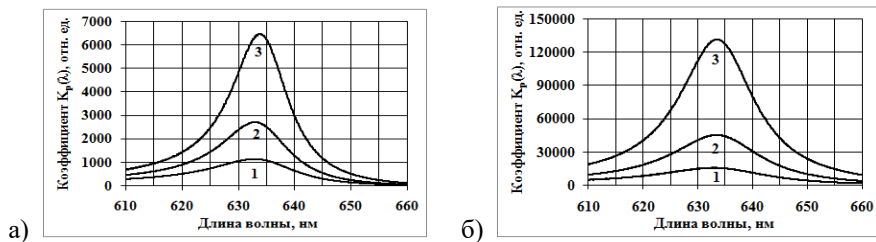


Рис.2.28. Спектральная зависимость коэффициента поляризации для поляризующего покрытия $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ на конической поверхности:

а – половинный угол $\alpha=59,5^\circ$ (угол падения $\beta=20^\circ$);

б – половинный угол $\alpha=52,6^\circ$ (угол падения $\beta=30^\circ$);

1 – 23 слоя, 2 – 25 слоев, 3 – 27 слоев

Толщины слоев для заданного угла аксикона подбирались вручную и для $\alpha = 59,5^\circ$ составили: 23 слоя – $0,9845 \cdot (\lambda/4)$, 25 слоев – $0,9874 \cdot (\lambda/4)$, 27 слоев – $0,9913 \cdot (\lambda/4)$. Для угла падения $\alpha = 52,6^\circ$: 23 слоя – $1,064 \cdot (\lambda/4)$, 25 слоев – $1,069 \cdot (\lambda/4)$, 27 слоев – $1,072 \cdot (\lambda/4)$.

Достоинства последнего варианта исполнения заключаются в меньших числовых апертурах лазерного пучка, что повышает удобство его использования. Кроме того, достигается значительно более высокая поляризация излучения.

Для всех рассмотренных случаев характерно высокое пропускание рабочей p -поляризации многослойным оптическим покрытием, близкое к 100%. На рис.2.29 показано спектральное пропускание p - и s -поляризованного излучения для интерференционного поляризатора, нанесенного на отдельную подложку (рис. 2.29,а) и коническую поверхность аксикона (рис. 2.29,б). Моделируемое покрытие $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ содержало 26 четвертьволновых слоев.

Из результатов моделирования следует, что напыление многослойного покрытия на коническую поверхность аксикона существенно, в сотни раз, увеличивает коэффициент поляризации. Это позволяет уменьшить количество слоев многослойного оптического покрытия или снизить требования к точности изготовления. Кроме того, увеличивается ширина спектра пропускания по заданному уровню поляризации по сравнению с отдельным интерференционным поляризатором.

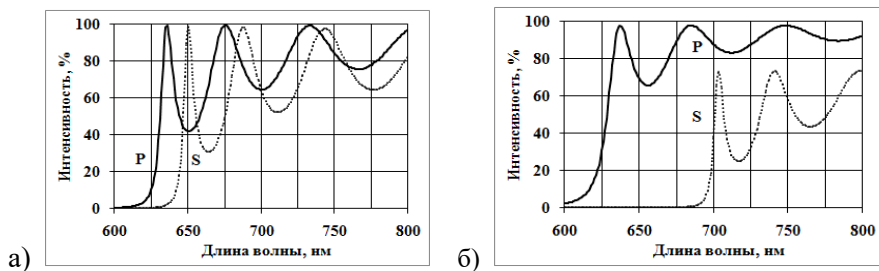


Рис.2.29. Спектральная зависимость пропускания для поляризующего покрытия $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$ при угле падения $\beta = 30^\circ$ и 25 слоях:

- а – вариант с поляризатором на отдельной подложке;
- б – вариант с поляризатором на конической поверхности

В работе выполнен теоретический анализ нового метода формирования радиально-поляризованного излучения. Метод основан на использовании интерференционного поляризатора и аксикона – оптического элемента с конической преломляющей поверхностью, формирующего сходящийся пучок. Метод в целом применим и для дифракционного аксикона, также формирующего конический пучок Бесселя.

Установлено, что указанный подход имеет высокую энергетическую эффективность, поскольку пропускание необходимой *p*-поляризации многослойным оптическим покрытием близко к 100%. При этом рефракционный аксикон также характеризуется высоким пропусканием радиально-поляризованного излучения: не менее 80% до углов падения на коническую поверхность 35–40°.

На основе матричного метода выполнен анализ спектрального пропускания *p*- и *s*-поляризованного излучения четвертьволновым поляризатором, образованным чередующимися слоями $\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$. Показано, что для угла падения 30° при числе слоев 23–27 достигается коэффициент поляризации 40:1–120:1, а для угла падения 20° – 6:1–12:1. Для повышения коэффициента поляризации рассмотрено два подхода. Первый основан на увеличении числа слоев, например до 39, что при углах падения 20–30° обеспечит расчетный коэффициент поляризации 130:1–3500:1. Второй подход заключается в напылении оптических покрытий непосредственно на коническую поверхность аксикона. В результате достигается существенно больший коэффициент поляризации $\sim 10^3$ – 10^5 при тех же углах падения. Это позволяет уменьшить углы падения излучения (т.е. числовую апертуру выходного пучка) с 20–30° до 10–15°. Тем самым снижаются требования к углам зрения и качеству преломляющих элементов оптической схемы, повышается удобство работы с радиально-поляризованным пучком.

В процессе напыления вакуумной установкой контролируется и физическая, и оптическая толщина каждого слоя. При появлении погрешности толщина следующего напыляемого слоя автоматически корректируется для обеспечения требуемой спектральной характеристики многослойного покрытия. Это позволяет формировать интерференционные покрытия из десятков слоев, обеспечивающие спектральные характеристики весьма близкие к заданным.

2.5 Формирование радиально-поляризованных пучков Бесселя нулевого порядка на основе дифракционного аксикона и интерференционного поляризатора

Азимутально- и радиально-поляризованные лазерные пучки на сегодняшний день имеют множество приложений [1], в частности для оптической манипуляции [55]. Методы формирования цилиндрических векторных пучков различаются как по параметрам сформированных пучков, так и по свойствам формирующих систем. Одновременно с поляризационным состоянием формируется и амплитудно-фазовое распределение пучка, которое также играет важную роль. Например, радиально-поляризованные моды высоких порядков позволяют получить более острую фокусировку [12, 13] и тем самым добиться сверхразрешения. Для оптического захвата и манипуляции требуются либо модовые пучки сложной формы [56], либо вихревые пучки высоких порядков [57, 58]. Таким образом, с практической точки зрения было бы интересно формирование требуемых поляризационных состояний при заданном амплитудно-фазовом распределении пучка.

Универсальным средством решения этой задачи представляются жидкокристаллические модуляторы света [59], однако разрешение и энергетическая эффективность этих устройств все еще недостаточны для решения определенного круга задач.

Когерентная суперпозиция пары обычных мод Гаусса–Эрмита [6, 7] дает радиально- либо азимутально-поляризованное распределение, амплитуда которого соответствует кольцевой моде R-TEM(0,1). Другой вариант метода, основанный на суперпозиции вихревых пучков, дает возможность управлять распределением комплексной амплитуды с помощью ДОО [5]. Основным недостатком интерферометров, используемых для сложения мод, является низкая стабильность, а основным достоинством – высокое качество формирования пучков.

Секторные пластинки [15, 45] позволяют преобразовывать поляризационное состояние пучков с произвольным осесимметричным распределением амплитуды, характеризуются высокой энергетической эффективностью (теоретически 100 %) и стабильностью. Однако качество формируемых пучков сильно зависит от качества изготовления пластинок, которые, по сути, всегда дискретны. В большинстве случаев такие пучки требуют дополнительной филь-

трации, что снижает эффективность формирования и искажает распределение амплитуды.

Применение анизотропных материалов [3, 40] также дает возможность управлять амплитудным распределением, если исходные пучки с вихревой фазой формируются при помощи ДОЭ [40]. Энергия исходного пучка делится между одновременно получаемыми пучками с радиальной и азимутальной поляризациями. Разделение этих двух пучков при помощи фильтрации, как и в случае секторных пластинок, может приводить к искажениям амплитудного распределения.

Поляризационное преобразование, происходящее при падении пучков на поверхность диэлектрика под углом Брюстера [51, 52, 60], также может применяться для генерации неоднородных поляризаций. Такие системы могут быть как внутри- [51, 60], так и внерезонаторными [52] и основаны на использовании конических волновых фронтов, сформированных соответствующими оптическими элементами. Наибольшей эффективностью обладают внутрирезонаторные системы, поскольку обеспечивают многократное прохождение Брюстеровских окон или призм. Брюстеровские окна [60], обеспечивающие радиальную либо азимутальную поляризацию, представляют сложности в изготовлении. Более простой является система Брюстеровских призм [51], состоящая из двух аксиконов. Для повышения коэффициента отражения азимутальной поляризации в [51] применялось многослойное диэлектрическое покрытие конической поверхности призмы Брюстера. Такая система производит только радиально-поляризованное распределение с амплитудой, соответствующей кольцевой моде R-TEM(0,1).

Генерация цилиндрических векторных пучков с необходимым амплитудным распределением может осуществляться внерезонаторными системами с падением света под углом Брюстера, включающими ДОЭ, например [52]. Для увеличения степени поляризации прошедшего излучения в системе [52] использовалась стопа Столетова. Однако диаметр пучка после прохождения стопы Столетова сильно увеличился из-за большого значения угла Брюстера. Демонстрация радиальной поляризации осуществлялась по изображению на матовом экране, а коллимация пучка не осуществлялась. В работе [61] был предложен и теоретически обоснован метод уменьшения угла расходимости поляризованного излучения путем замены стопы

Столетова на интерференционный поляризатор, имеющий меньшие рабочие углы.

В данной работе предложена оптическая система для генерации пучка Бесселя нулевого порядка, поляризованного либо азимутально, либо радиально. Система включает амплитудный бинарный аксикон для генерации пучка Бесселя и интерференционный поляризатор, дающий возможность генерации как азимутальной, так и радиальной поляризаций.

Пропускание многослойного интерференционного поляризующего покрытия отличается для p - и s -поляризаций излучения при ненулевых углах падения. Можно рассчитать толщины слоев так, что для заданной длины волны λ_0 при одном угле падения будет наблюдаться максимальное пропускание для p -поляризации и минимальное для s -поляризации, а при другом – наоборот. Интерференционный поляризатор состоял из 20 чередующихся слоев $\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2$ различной толщины, нанесенных на кварцевую подложку диаметром 12,7 мм и толщиной 5 мм. Поляризационные характеристики пропускания изготовленного поляризатора исследовались на спектральном эллипсометре J.A. Wollam V-VASE в диапазоне углов $0 - 45^\circ$ с шагом $0,2^\circ$. Длина волны зондирующего излучения устанавливалась равной 632,8 нм, ширина спектра – не более 1,2 нм. Для большей точности перед каждым измерением определялся уровень излучения спектрального блока эллипсометра (базовая линия), а результаты измерений усреднялись во времени по 10 точкам. Зависимости пропускания p - и s -поляризованного излучения от угла падения приведены на рис. 2.30. Из измеренных характеристик следует, что интерференционный поляризатор обеспечивает отношение коэффициентов пропускания азимутальной и радиальной компонент T_s/T_p около 100:1 – 140:1 для углов падения $27-30^\circ$. При этом пропускание для T_s около 70 %.

Расчет показывает, что для получения таких углов дифракции кольцевая решетка аксикона должна иметь период 1,3 – 1,4 мкм. Для создания пучка Бесселя нулевого порядка в работе использовался амплитудный дифракционный аксикон с периодом 1,4 мкм и диаметром 10 мм, изготовленный на круговом лазерном записывающем устройстве CLWS-200S методом термохимического окисления маски хрома. Электронная фотография аксикона приведена на рис.2.31.

Пучок, прошедший через интерференционный поляризатор, имеет меньшую расходимость, чем в работе [52], из-за значений ра-

бочих углов меньших, чем угол Брюстера. Для получения изображения на ПЗС-камере в этом случае можно использовать изображающий высокоапертурный объектив 60 $\times$, который строит изображение на поверхности фотодетектора.

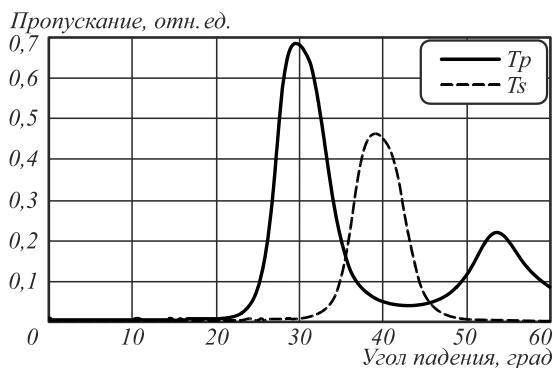


Рис. 2.30. Зависимости пропускания р- и s-поляризованного излучения от угла падения

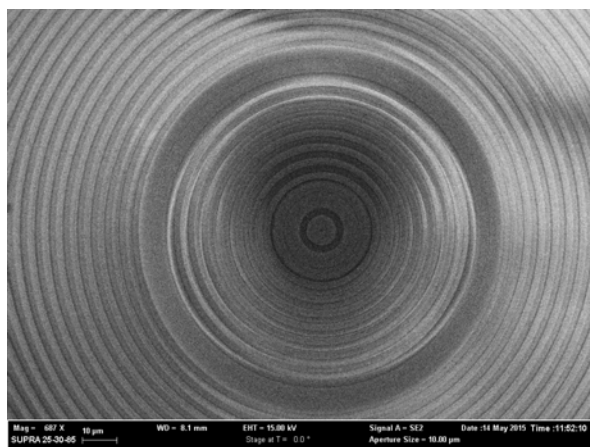


Рис. 2.31.Электронная фотография фрагмента дифракционного аксикона

Исследование формирования азимутально-поляризованного излучения на основе интерференционного поляризатора осуществлялось на оптической установке (рис.2.32). Она включала: линейно-

поляризованный гелий-неоновый лазер ЛГН-208А, пространственный фильтр – расширитель пучка, четвертьволновую пластину (WP), дифракционный аксикон (DA), интерференционный поляризатор (IP), изображающий высокоапертурный объектив $60\times$, пленочный поляризатор (P), видеокамеру DCM310 (CCD).

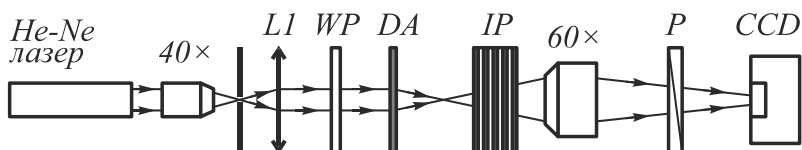


Рис.2.32. Схема экспериментальной установки для получения радиально-поляризованного пучка Бесселя нулевого порядка

На рис.2.33 приведены полученные распределения интенсивности для различных положений оси поляризатора. Из рис. 2.33 видно, что полученный пучок Бесселя нулевого порядка имеет радиальную поляризацию.

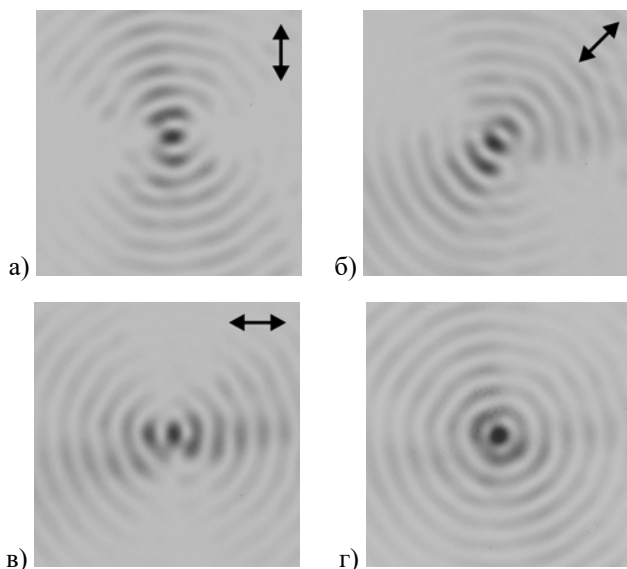


Рис. 2.33. Пучок Бесселя при различных положениях поляризатора: 0° (а), 45° (б), 90° (в), без поляризатора (г)

Таким образом, предложена оптическая система для эффективного формирования радиально-поляризованного пучка Бесселя нулевого порядка, включающая бинарно-фазовый аксикон и интерференционный поляризатор. Система основана на преобразовании конического волнового фронта при прохождении через многослойную структуру. Формирование пучка Бесселя нулевого порядка с коническим волновым фронтом осуществлялось бинарным амплитудным дифракционным аксиконом, а изображение полученного неоднородно-поляризованного пучка строилось при помощи высокоапертурного микрообъектива. Радиально-поляризованный пучок Бесселя нулевого порядка может применяться для оптической манипуляции.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Zhan, Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – Vol. 1. – P. 1-57.
2. Oron, R. The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization / R. Oron, S. Blit, N. Davidson, A.A. Friesem // *Applied Physics Letters*. – 2000. – Vol. 77, Issue 21. – P. 3322-3324.
3. Machavariani, G. Birefringence-induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe [et al] // *Applied Optics*. – 2007. – Vol. 46. – P. 3304-3310.
4. Yonezawa, K. Compact laser with radial polarization using birefringent laser medium / K. Yonezawa, Y. Kozawa and S. Sato // *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2007. – Vol. 46. – P. 5160-5163.
5. Khonina, S.N. Polarization converter for higher-order laser beams using a single binary diffractive optical element as beam splitter / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov // *Opt. Lett.* – 2012. – Vol. 37(12). – P. 2385-2387.
6. Khonina, S.N. Generating inhomogeneously polarized higher-order laser beams by use of DOEs beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2011. – Vol. 28(10). – P. 2115-2123.
7. Khonina, S.N. Grating-based optical scheme for the universal generation of inhomogeneously polarized laser beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev // *Applied Optics*. – 2010. – Vol. 49(10). – P. 1734-1738.
8. Fadeyeva, T. Natural shaping of the cylindrically polarized beams / T. Fadeyeva, V. Shvedov, N. Shostka [et al] // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35(22). – P. 3787-3789.

9. Venkatakrishnan, K. Generation of radially polarized beam for laser micromachining / K. Venkatakrishnan and B. Tan // *Journal of Laser Micro/Nanoengineering*. – 2012. – Vol. 7(3). – P. 274-278.
10. Fadeyeva, T.A. Spatially engineered polarization states and optical vortices in uniaxial crystals / T.A. Fadeyeva, V.G. Shvedov, Y.V. Izdebskaya [et al] // *Opt. Expr.* – 2010. – Vol. 18(10). – P. 10848-10863.
11. Loussert, C. Efficient scalar and vectorial singular beam shaping using homogeneous anisotropic media / C. Loussert and E. Brasselet // *Opt. Lett.* – 2010. – Vol. 35(1). – P. 7-9.
12. Khonina, S.N. Strengthening the longitudinal component of the sharply focused electric field by means of higher-order laser beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38(17). – P. 3223-3226.
13. Khonina, S.N. Experimental demonstration of the generation of the longitudinal E-field component on the optical axis with high-numerical-aperture binary axicons illuminated by linearly and circularly polarized beams / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov [et al] // *Journal of Optics*. – 2013. – Vol. 15. – P. 085704 (9pp).
14. Alferov, S.V. Study of polarization properties of fiber-optics probes with use of a binary phase plate / S.V. Alferov, S.N. Khonina and S.V. Karpeev // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2014. – Vol. 31(4). – P. 802-807.
15. Алферов, С.В. Экспериментальное исследование фокусировки неоднородно-поляризованных пучков, сформированных при помощи секторных пластинок / С.В. Алферов, С.В. Карпеев, С.Н. Хонина, О.Ю. Моисеев // *Компьютерная оптика*. – 2014. – Т. 38, № 1. – С. 57-64.
16. Методы компьютерной оптики / А.В. Волков, Д.Л. Головашкин, Л.Д. Досколович [и др.]; под ред. В.А. Сойфера. – 2-е изд., испр. – М.: Физматлит, 2003. – 688 с.
17. Дифракционная компьютерная оптика / Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский [и др.]; под ред. В.А. Сойфера. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.
18. Хонина, С.Н. Периодическое изменение интенсивности модовых лазерных пучков при распространении в анизотропных одноосных кристаллах / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский, С.И. Харитонов // *Известия Самарского научного центра РАН*. – 2012. – Т. 14(4). – С. 18-27.
19. Zhan, Q. Focus shaping using cylindrical vector beams / Q. Zhan, J.R. Leger // *Optics Express*. – 2002. – Vol. 10, Issue 7. – P. 324-331.
20. Hao, B. Numerical aperture invariant focus shaping using spirally polarized beams / B. Hao, J. Leger // *Optics Communications*. – 2008. – Vol. 281. – P. 1924-1928.
21. Карпеев, С.В. Формирование поляризационно-неоднородных лазерных пучков высокого порядка на основе пучков с круговой поляризацией /

- С.В. Карпеев, С.Н. Хонина, Н.Л. Казанский, О.Ю. Моисеев // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 35, № 2. – С. 224-230.
22. Khonina, S.N. Encoded binary diffractive element to form hyper-geometric laser beams / S.N. Khonina, S.A. Balalayev, R.V. Skidanov [et al] // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2009. – Vol. 11. – P. 065702 (7pp).
 23. Казанский, Н.Л. Исследовательско-технологический центр дифракционной оптики // Известия Самарского научного центра РАН. – 2011. – Т. 13, № 4-1. – С. 54-62.
 24. Ciattoni, A. Circularly polarized beams and vortex generation in uniaxial media / A. Ciattoni, G. Cincotti, C. Palma // J. Opt. Soc. Am. A. – 2003. – Vol. 20(1). – P. 163-171.
 25. Marrucci, L. Optical spin-to-orbital angular momentum conversion in inhomogeneous anisotropic media / L. Marrucci, C. Manzo, D. Paparo // Phys. Rev. Lett. – 2006. – Vol. 96. – P. 163905.
 26. Picon, A. Spin and orbital angular momentum propagation in anisotropic media: theory / A. Picon, A. Benseny, J. Mompart, G.F. Calvo // J. Opt. – 2011. – Vol. 13. – P. 064019.
 27. Хило, Н.А. Преобразование порядка бесселевых пучков в одноосных кристаллах / Н.А. Хило, Е.С. Петрова, А.А. Рыжович // Квантовая электроника. – 2001. – Т. 31, № 1. – С. 85-89.
 28. Хонина, С.Н. Особенности непараксиального распространения гауссовых и бесселевых мод вдоль оси кристалла / С.Н. Хонина, С.Г. Волоотовский, С.И. Харитонов // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 3. – С. 297-306.
 29. Fadeyeva, T.A. Extreme spin-orbit coupling in crystal-traveling paraxial beams / T.A. Fadeyeva and A.V. Volyar // J. Opt. Soc. Am. A. – 2010. – Vol. 27(3). – P. 381-389.
 30. Khonina, S.N. Effective transformation of a zero-order Bessel beam into a second-order vortex beam using a uniaxial crystal / S.N. Khonina, A.A. Morozov and S.V. Karpeev // Laser Physics. – 2014. – Vol. 24(5). – P. 056101 (5p).
 31. Mansuripur, M. Effects of high-numerical-aperture focusing on the state of polarization in optical and magneto-optic data storage systems // Applied Optics. – 1991. – Vol. 30, No. 22. – P. 3154-3162.
 32. Vasara, A. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms / A. Vasara, J. Turunen, A.T. Friberg // Journal of the Optical Society of America A. – 1989. – Vol. 6. – P. 1748-1754.
 33. Котляр, В.В. Фазовые оптические элементы для формирования квазимод свободного пространства / В.В. Котляр, В.А. Сойфер, С.Н. Хонина // Квантовая электроника. – 1991. – № 18(11). – С. 1391-1394.
 34. Khonina, S.N. Bessel modes formers / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar // Proceeding of SPIE. – 1994. – Vol. 2363. – P. 184-190.

35. Passilly, N. Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam / N. Passilly, R. de Saint Denis, K. Aït-Ameur [et al] // Journal of the Optical Society of America A. – 2005. – Vol. 22, Issue 5. – P. 984-991.
36. Kozawa, Y. Sharper focal spot formed by higher-order radially polarized laser beams / Y. Kozawa, S. Sato // Journal of the Optical Society of America A. – 2007. – Vol. 24. – P. 1793-1798.
37. Tian, B. Tight focusing of a double-ring-shaped, azimuthally polarized beam / B. Tian, J. Pu // Optics Letters. – 2011. – Vol. 36, Issue 11. – P. 2014-2016.
38. Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements / V.A. Soifer, V.V. Kotlyar, N.L. Kazanskiy [et al]. – Ed. by V.A. Soifer. – New York: John Wiley & Sons, Inc. – 2002. – 765 p.
39. Computer Design of Diffractive Optics / D.L. Golovashkin, V.V. Kotlyar, V.A. Soifer [et al]. – Ed. by V.A. Soifer. – Cambridge: Woodhead Publishing Limited. – 2012. – 896 p.
40. Khonina, S.N. Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov, V.A. Soifer // J. Opt. – 2015. – Vol. 17(6). – P. 065001 (11p).
41. Tidwell, S.C. Generating radially polarized beams interferometrically / S.C. Tidwell, D.H. Ford, W.D. Kimura // Applied Optics. – 1990. – Vol. 29. – P. 2234-2239.
42. Khonina, S.N. An analog of the Rayleigh-Sommerfeld integral for anisotropic and gyrotropic media / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov // J. Mod. Opt. – 2013. – Vol. 60, Issue 10. – P. 814-822.
43. Prudnikov, A.P. Integrals and Series. Volume 2: Special Functions / A.P. Prudnikov, Yu.A. Brychkov, O.I. Marichev. – CRC Press, 1998. – 750 p.
44. Machavariani, G. Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beam / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe [et al] // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32, Issue 11. – P. 1468-1470.
45. Kawauchi, H. Simultaneous generation of helical beams with linear and radial polarization by use of a segmented half-wave plate / H. Kawauchi, Y. Kozawa, S. Sato [et al] // Optics Letters. – 2008. – Vol. 33, Issue 4. – P. 399-401.
46. Lai, W.J. Generation of radially polarized beam with a segmented spiral varying retarder / W.J. Lai, B.C. Lim, P.B. Phua [et al] // Optics Express. – 2008. – Vol. 16, Issue 20. – P. 15694-15699.
47. Bomzon, Z. Pancharatnam-Berry phase in space-variant polarization-state manipulations with subwavelength gratings / Z. Bomzon, V. Kleiner, and E. Hasman // Optics Letters. – 2001. – Vol. 26, Issue 18. – P. 1424-1426.
48. Lerman, G.M. Generation of a radially polarized light beam using space-variant subwavelength gratings at 1064 nm / G.M. Lerman, U. Levy // Optics Letters. – 2008. – Vol. 33(23). – P. 2782-2784.

49. Chadyani, Z. Discontinuous space variant sub-wavelength structures for generating radially polarized light in visible region / Z. Chadyani, S. Dmitriev, N. Lindlein [et al] // Journal of the European Optical Society – Rapid Publications, 2011. – Vol. 6. – P. 11041-11047.
50. Налимов, А.Г. Отражающий четырехзонный субволновый элемент микрооптики для преобразования линейной поляризации в радиальную / А.Г. Налимов, Л. О'Фаолейн, С.С. Стафеев [и др.] // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 2. – С. 229-236.
51. Kozawa, Y. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism / Y. Kozawa, S. Sato // Optics Letters. – 2005. – Vol. 30. – P. 3063-3065.
52. Скиданов, Р.В. Дифракционные аксиконы для формирования радиально-поляризованного света на основе использования стопы Столетова / Р.В. Скиданов, А.В. Морозов // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38, № 4. – С. 614-618.
53. Ахманов, С.А. Физическая оптика / С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин. – 2-е изд. – М.: Наука, 2004. – 656 с.
54. Путилин, Э.С. Оптические покрытия: учеб. пособие / Э.С.Путилин. – СПб: СПбГУ ИТМО, 2010. – 227 с.
55. Shvedov, V. A long-range polarization-controlled optical tractor beam / V.Shvedov, A.R. Davoyan, C. Hnatovsky [et al] // Nature Photonics. – 2014. – Vol. 8. – P. 846-850.
56. Порфирьев, А.П. Оптический захват и перемещение микрочастиц с помощью асимметричных пучков Бесселя–Гаусса / А.П. Порфирьев, А.А. Ковалев, В.В. Котляр // Компьютерная оптика. – 2016. – Т. 40, № 2. – С. 152-157.
57. Морозов, А.А. Сложные вихревые пучки для вращения микромеханических элементов / А.А. Морозов, Р.В. Скиданов // Компьютерная оптика. – 2013. – Т. 37, № 1. – С. 68-75.
58. Rykov, M.A. Modifying the laser beam intensity distribution for obtaining improved strength characteristics of an optical trap / M.A. Rykov, R.V. Skidanov // Applied Optics. – 2014. – Vol. 53(2). – P. 156-164.
59. Čančula, M. Generation of vector beams with liquid crystal disclination lines / Miha Čančula, Miha Ravnik, Slobodan Žumer // Physical Review E. – 2014. – Vol. 90. – Pp. 022503.
60. Tovar, A.A. Production and propagation of cylindrically polarized Laguerre–Gaussian laser beams / A.A. Tovar // Journal of the Optical Society of America A. – 1998. – Vol. 15, Issue 10. – P. 2705-2711.
61. Паранин, В.Д. Расчет формирования радиально-поляризованных пучков на основе рефракционных элементов с интерференционными поляризующими покрытиями / В.Д. Паранин, С.В. Карпеев, С.Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2015. – Т. 39, № 4. – С. 492-499.

3 МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ ДВУЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИЯ, ТОЛЩИНЫ И ОПТИЧЕСКОЙ РАЗНОСТИ ХОДА ОДНООСНЫХ КРИСТАЛЛОВ

3.1 Поляризационно-интерференционный метод измерения оптической разности хода, толщины и двулучепреломления а-срезов одноосных кристаллов

Одноосные кристаллы а-срезов используются в интерференционно-поляризационных фильтрах (ИПФ) [1], на основе которых выделяются узкие спектральные линии [2], осуществляется дистанционный контроль концентрации газов [3], изменяется длина волны излучения лазеров [4]. Кристаллические фазовые пластины и ИПФ также способствуют освоению новых спектральных диапазонов, например, терагерцового [5]. Кроме этого а-срезы одноосных кристаллов применяются для астигматического преобразования лазерных пучков, например, для получения регулярных двумерных распределений интенсивности.

Для получения требуемой спектральной характеристики ИПФ, заданного преобразования лазерных пучков необходимо с высокой точностью знать оптическую разность хода $h\Delta n$ используемых фазовых пластин. При механических измерениях толщины h фазовых пластин высокого порядка $m \sim 10-100$ эта задача осложняется технологической вариацией двулучепреломления Δn . Для материалов с высоким двулучепреломлением, необходимым для создания компактных ИПФ, использование механических измерителей практически исключается вследствие их недостаточной точности. Другая проблема возникает при освоении новых диапазонов, в которых неизвестна спектральная зависимость двулучепреломления $\Delta n(\lambda)$. Следовательно, для решения этих задач необходимы оптические методы измерения толщины h , двулучепреломления Δn , оптической разности хода $h\Delta n$.

В специальной литературе, посвященной исследованию природных и искусственных кристаллов [6-9], рассмотрены различные ме-

тоды поляризационной микроскопии для измерения оптической разности хода $h\Delta n$ и двупреломления Δn . Однако высокий порядок фазовых пластин, требуемый для получения узких спектров пропускания ИПФ с $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^3 - 10^5$, затрудняет использование этих методов ввиду наложения цветных полос, характерного для кристаллов с большой оптической разностью хода $h\Delta n$. Вместе с тем, поляризационно-интерференционный метод [6] потенциально наиболее точен, поскольку учитывает вариацию оптических свойств кристаллов.

В настоящем разделе осуществляется развитие поляризационно-интерференционных методов измерения толщины h , двулучепреломления Δn и оптической разности хода $h\Delta n$ одноосных кристаллов а-среза. Поставленная цель достигается за счет использования особенностей спектрального пропускания а-среза одноосного кристалла, установленного между поляризатором и анализатором.

Рассмотрим теоретическое обоснование метода измерения. Известно, что при падении параллельного пучка света на а-срез одноосного кристалла происходит его разделение на обыкновенную и необыкновенную волны [1]. Каждая из этих волн распространяется со своей фазовой скоростью, определяемой обыкновенным $n_o(\lambda)$ и необыкновенным $n_e(\lambda)$ показателями преломления. С помощью анализатора осуществляется интерференционное сложение этих волн на выходе кристалла. Спектральное пропускание $I_{out}(\lambda)$ структуры «поляризатор – кристалл – анализатор» зависит от толщины кристалла h , длины волны λ и спектральной зависимости двулучепреломления $\Delta n(\lambda) = n_o(\lambda) - n_e(\lambda)$. Следовательно, по виду спектрального пропускания $I_{out}(\lambda)$ такой структуры можно судить о толщине кристалла h и / или его двулучепреломлении $\Delta n(\lambda)$.

Пропускание $I_{out}(\lambda)$ для азимутальных углов поляризатора $\gamma_1=0^\circ$, кристалла $\gamma_2=45^\circ$ и анализатора $\gamma_3=0^\circ$ имеет вид:

$$I_{out}(\lambda) = I_s(\lambda) \cdot S_{ph}(\lambda) \cdot T_{p,a}(\lambda) \cdot T_{cr}(\lambda) \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h\Delta n(\lambda)\right) \right], \quad (3.1)$$

где $I_s(\lambda)$ – спектральная интенсивность источника излучения, Вт; $S_{ph}(\lambda)$ – спектральная чувствительность фотоприемника, А/Вт; $T_{p,a}(\lambda)$ – спектральное пропускание параллельно установленных поляризатора и анализатора, %; $T_{cr}(\lambda)$ – спектр пропускания а-среза кристалла, %. При выполнении спектральных исследований предварительно производится измерение множителя $I_s(\lambda) \cdot S_{ph}(\lambda) \cdot T_{p,a}(\lambda)$ (т.н.

«базовая линия»), на который нормируются все последующие измерения. Поэтому в дальнейших расчетах величины $I_s(\lambda)$, $S_{ph}(\lambda)$, $T_{p,a}(\lambda)$ не учитываются. Вычислим зависимость $I_{out}(\lambda)$, полагая, что оси поляризатора, кристалла и анализатора ориентированы под азимутальными углами $\gamma_1=0^\circ$, $\gamma_2=45^\circ$, $\gamma_3=0^\circ$, толщина а-среза кристалла (кристалл ниобата лития – LiNbO_3) составляет 0,5 и 1,0 мм, а показатели преломления $n_o=2,286$, $n_e=2,200$ (рис. 3.1).

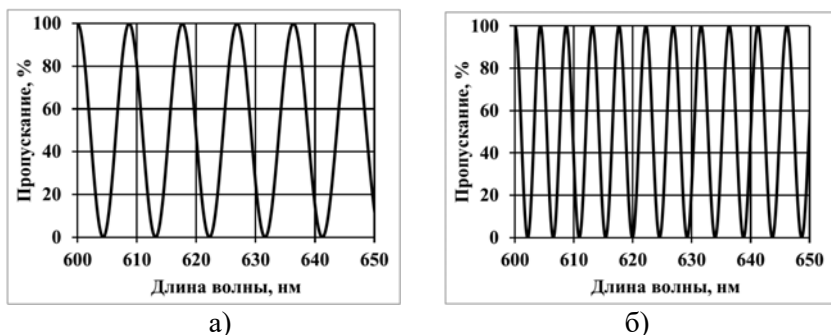


Рис.3.1. Расчетное пропускание структуры «поляризатор – кристалл – анализатор» для а-среза кристалла LiNbO_3 при $\gamma_1=0^\circ$, $\gamma_2=45^\circ$, $\gamma_3=0^\circ$: а) $h=0,5$ мм, б) $h=1,0$ мм

Из результатов расчетов следует, что $I_{out}(\lambda)$ имеет аperiодический вид, причем период $\Delta\lambda_p$ увеличивается с ростом длины волны λ и уменьшается с увеличением толщины кристалла h . Для измерения толщины кристалла можно использовать длины волн λ_1 и λ_2 соседних максимумов $I_{out}(\lambda)$. Полагая, что $\lambda_1 < \lambda_2$, запишем систему уравнений для нахождения толщины h и порядка интерференции m :

$$\begin{cases} \frac{2\pi}{\lambda_1} h \Delta n(\lambda_1) = 2\pi(m+1), \\ \frac{2\pi}{\lambda_2} h \Delta n(\lambda_2) = 2\pi m. \end{cases} \quad (3.2)$$

Решая систему (3.2) относительно h и проводя замену вида $\Delta n(\lambda_1) = \Delta n_1$, $\Delta n(\lambda_2) = \Delta n_2$, получим искомое значение толщины кристалла:

$$h = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 \Delta n_1 - \lambda_1 \Delta n_2}. \quad (3.3)$$

Из формулы (3.3) следует, что для кристаллов с большой оптической разностью хода $h\Delta n$ измерения лучше выполнять в длинноволновой части окна прозрачности, где расстояние между длинами волн λ_1, λ_2 соседних максимумов больше. Для образцов с малой оптической разностью хода $h\Delta n$, в т.ч. для анизотропных пленок, необходимо проводить измерение λ_1, λ_2 в коротковолновой части диапазона пропускания.

Аналогичный подход может использоваться для определения спектральной зависимости двулучепреломления $\Delta n(\lambda)$ нового оптического материала или известного материала в осваиваемой части спектра. Пусть пропускание $I_{out}(\lambda)$ имеет вид чередующихся максимумов и минимумов, как показано на рис. 3.1. Поставим в соответствие соседним максимумам длины волн λ_i, λ_{i+1} . Положим двулучепреломление на этих длинах волн приблизительно одинаковым $\Delta n_i \approx \Delta n_{i+1}$, что справедливо для достаточно толстых образцов с $\lambda_i \approx \lambda_{i+1}$. Тогда можно вычислить дискретные значения двулучепреломлений в этих точках по формуле $\Delta n_i \approx \lambda_i \lambda_{i+1} / (\lambda_{i+1} - \lambda_i) / h$ при известной толщине образца h . Для улучшения разрешающей способности метода можно использовать не только максимумы, но и минимумы спектрального пропускания $I_{out}(\lambda)$.

Вычислим абсолютную погрешность Δh рассмотренного метода измерения толщины. Заметим, что погрешности $(\partial h / \partial \lambda_1) \cdot \Delta \lambda_1$ и $(\partial h / \partial \lambda_2) \cdot \Delta \lambda_2$ являются сильно коррелированными, поскольку источником $\Delta \lambda_1, \Delta \lambda_2$ является один прибор – спектрометр. Аналогичным образом коррелированными оказываются погрешности $(\partial h / \partial \Delta n_1) \cdot \Delta(\Delta n_1)$ и $(\partial h / \partial \Delta n_2) \cdot \Delta(\Delta n_2)$. Между собой эти пары погрешностей некоррелированы, поскольку их источниками являются различные приборы. Следовательно, расчет результирующей абсолютной погрешности Δh следует проводить по формуле [10]:

$$\Delta h = \pm \sqrt{\left(\left(\frac{\partial h}{\partial \lambda_1} \right) \Delta \lambda_1 + \left(\frac{\partial h}{\partial \lambda_2} \right) \Delta \lambda_2 \right)^2 + \left(\left(\frac{\partial h}{\partial \Delta n_1} \right) \Delta(\Delta n_1) + \left(\frac{\partial h}{\partial \Delta n_2} \right) \Delta(\Delta n_2) \right)^2}, \quad (3.4)$$

где $\Delta \lambda_1, \Delta \lambda_2$ – абсолютные погрешности измерения длин волн λ_1, λ_2 соседних максимумов $I_{out}(\lambda)$, нм; $\Delta(\Delta n_1), \Delta(\Delta n_2)$ – абсолютные погрешности измерения двулучепреломления кристалла на длинах волн λ_1, λ_2 . Для современных спектрометров величина $\Delta \lambda$ не превосходит $\pm 0,1$ нм. Погрешность определения показателей преломления $n_o(\lambda), n_e(\lambda)$ и, следовательно, двулучепреломления $\Delta(\Delta n_1), \Delta(\Delta n_2)$ составля-

ет $\pm 5 \cdot 10^{-5}$. Погрешность измерения толщины (3.4) для а-среза ниобата лития, использованного в эксперименте, с $h=1,052$ мм, $\lambda_1=632,1$ нм, $\lambda_2=635,65$ нм составила $\Delta h=\pm 0,6$ мкм.

В формулу (3.4) не входят значения азимутальных углов анализатора γ_1 , кристалла γ_2 и анализатора γ_3 . Это обусловлено формальным заданием величин $\gamma_1=0^\circ$, $\gamma_2=45^\circ$, $\gamma_3=0^\circ$. На практике азимутальные углы будут немного отличаться от номинальных значений, что окажет влияние на точность измерения. Выполним анализ влияния погрешности установки азимутальных углов анализатора γ_1 , кристалла γ_2 и анализатора γ_3 . При отклонении $\gamma_1 - \gamma_2$ от номинального значения 45° в кристалле будут возбуждаться неравные по амплитуде обыкновенная и необыкновенная волны. В результате спектральное пропускание $I_{out}(\lambda)$ в минимумах не будет нулевым. Аналогичное влияние окажет отклонение углов $\gamma_2 - \gamma_3$ от значения 45° , поскольку сложение обыкновенной и необыкновенной волн на выходе кристалла будет осуществляться с различными весовыми коэффициентами. Таким образом, неточность установки азимутальных углов равнозначна сглаживанию зависимости $I_{out}(\lambda)$, что потенциально затрудняет точное определение спектрального положения λ_1 , λ_2 положений максимумов. Однако при реальных погрешностях γ_1 , γ_2 , γ_3 в $0,1-1^\circ$ это оказывает незначительное влияние на определение характерных длин волн λ_1 , λ_2 , находящееся в пределах разрешающей способности спектрометра.

Осуществим экспериментальную проверку метода измерения толщины кристалла а-среза. Для этого используем кристалл конгруэнтного ниобата лития производства ООО «ЭЛАН+» (Россия, СПб). Кристалл полировался алмазной суспензией до чистоты поверхности РП по ГОСТ 11141-84, неплоскостности поверхности – не более – $10''$, шероховатости $Ra < 2$ нм. Перед измерениями поверхность кристалла обезжиривалась и промывалась в бидистиллированной воде. Толщина кристалла измерялась цифровым микрометром МКЦ-25 и составляла $h=1,052 \pm 0,002$ мм.

Измерение спектра пропускания $I_{out}(\lambda)$ в диапазоне 600–650 нм с разрешением 0,05 нм осуществлялось на спектрофотометре Shimadzu UV-2450. При измерении кристалл помещался между просветленными поляризатором и анализатором оптического качества с коэффициентом поляризации не менее 10^4 в диапазоне 600–650 нм. Азимутальные углы поляризатора, кристалла и анализатора составляли $\gamma_1=\pm 0,5^\circ$, $\gamma_2=45 \pm 0,5^\circ$, $\gamma_3=\pm 0,5^\circ$. Перед исследованием спектрального

пропускания $I_{out}(\lambda)$ проводилось измерение спектра $I_s(\lambda) \cdot S_{ph}(\lambda) \cdot T_{p,a}(\lambda)$, входящего в (3.1), при установленных в рабочие положения поляризаторе и анализаторе. Азимутальный угол поляризатора соответствовал преимущественно вертикальной поляризации источника излучения спектрофотометра, что улучшало отношение сигнал/шум и точность определения λ_1 , λ_2 . Результаты измерения спектра пропускания $I_{out}(\lambda)$ показаны на рис. 3.2.

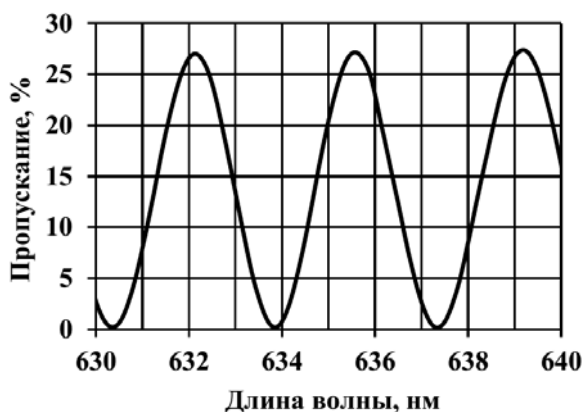


Рис. 3.2. Измеренное пропускание структуры «поляризатор – кристалл – анализатор» для а-среза кристалла LiNbO_3 толщиной $h=1,052 \pm 0,002$ мм

Измерение подтвердило характер спектра пропускания структуры «поляризатор – кристалл – анализатор». Уменьшение максимального пропускания до 27-28% по сравнению с расчетными данными на рис. 3.1 объясняется влиянием апертуры поворотной оправы кристалла и отражением от поверхностей кристалла. Возрастание зависимости $I_{out}(\lambda)$ обусловлено спектром пропускания кристалла ниобата лития $T_{cr}(\lambda)$, имеющим подъем на 0,5-1% в диапазоне 600-700 нм.

Характерные длины волн максимумов пропускания $I_{out}(\lambda)$ составили $\lambda_1=632,1$ нм, $\lambda_2=635,65$ нм. Согласно формулам (3.3), (3.4) это соответствует толщине кристалла $h=1,053 \pm 0,0006$ мм, что находится в пределах погрешности электронно-механического измерения толщины $h=1,052 \pm 0,002$ мм.

Таким образом, рассмотрен поляризационно-интерференционный метод измерения толщины а-срезов одноосных кристаллов, основанный на интерференции обыкновенного и необыкновенного

пучков на выходе анализатора. Метод основан на определении длин волн максимумов пропускания структуры «поляризатор – кристалл – анализатор», которые имеют аperiодический вид. Метод прост в реализации, не требует особой точности установки азимутальных углов оптических элементов и высокой линейности фотоприемника.

Экспериментальная апробация с использованием а-среза конгруэнтного ниобата лития показала совпадение толщины кристалла, измеренной электронно-механическим и предложенным методом в пределах допустимой погрешности. Расчет погрешности измерения показал более высокую точность рассмотренного интерференционно-поляризационного метода ($\pm 0,6$ мкм) по сравнению с механическим измерителем (± 2 мкм).

Рассмотренный метод позволяет контролировать абсолютную толщину, двулучепреломление и оптическую разность хода одноосных кристаллов и анизотропных пленок. Это необходимо при создании интерференционно-поляризационных фильтров высоких порядков, применяемых в астрономических исследованиях, в аналитической химии. Практическая значимость метода также заключается в аттестации новых оптических материалов, в том числе в осваиваемых диапазонах.

3.2 Поляризационно-интерференционный метод измерения дробной части оптической разности хода а-срезов одноосных кристаллов

Одноосные кристаллы а-срезов, как уже отмечалось выше, используются для создания фазовых пластин, кристаллических преобразователей лазерных пучков. Кроме этого, на основе а-срезов реализуется широкий класс управляемых оптических элементов, для чего используются различные функциональные эффекты: электрооптический, магнитооптический, акустооптический, термооптический и другие [1, 6, 7]. При создании элементов кристаллической оптики необходимо знать не только полную оптическую разность хода (ОРХ) кристалла, но и его дробную часть. Именно дробная часть ОРХ определяет тип поляризации выходного излучения, тогда как его полное значение – температурную стабильность, спектральную характеристику поляризационно-интерференционного устройства (спектрального фильтра, датчика и т.д.).

Рассмотрим теоретическое обоснование поляризационно-интерференционного метода измерения дробной части ОРХ. Измерение предлагается осуществить при неподвижном поляризаторе и кристалле и вращающемся анализаторе. Угол между осью поляризатора и оптической осью кристалла составляет $\pi/4$. Метод измерения поясняется рис. 3.3.

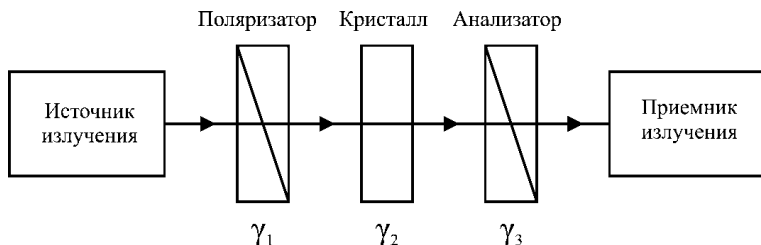


Рис. 3.3. Схема измерения дробной части оптической разности хода

Излучение стабилизированного источника поступает на вход системы «поляризатор – кристалл – анализатор». Поскольку азимутальные углы поворота поляризатора γ_1 и кристалла γ_2 отличаются на $\pi/4$, то в кристалле возбуждаются равные по интенсивности обыкновенная и необыкновенная волны, для которых показатели преломления равны n_o и n_e . Поляризация излучения на выходе кристалла определяется показателями преломления n_o , n_e и толщиной кристалла h . Контроль выходной поляризации осуществляется вращением анализатора, а измерение мощности оптического излучения производится калиброванным фотоприемником.

Обозначим азимутальные углы поворота осей поляризатора, кристалла и анализатора через γ_1 , γ_2 , γ_3 , а их пропускание по интенсивности как t_1 , t_2 , t_3 . Амплитуду и мощность входного излучения обозначим через A_{in} , P_{in} , фазы обыкновенной и необыкновенной волны через φ_x , φ_z (ось x соответствует обыкновенной волне, ось z – необыкновенной). Запишем матрицы Джонса используемых оптических элементов, полагая, что m_1 , m_2 , m_3 соответствуют анализатору; m_4 , m_5 , m_6 – электрооптическому кристаллу; m_7 , m_8 , m_9 – поляризатору:

$$m_1 = \begin{pmatrix} \cos(\gamma_3) & -\sin(\gamma_3) \\ \sin(\gamma_3) & \cos(\gamma_3) \end{pmatrix}, \quad m_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned}
m_3 &= \begin{pmatrix} \cos(\gamma_3) & \sin(\gamma_3) \\ -\sin(\gamma_3) & \cos(\gamma_3) \end{pmatrix}, & m_4 &= \begin{pmatrix} \cos(\gamma_2) & -\sin(\gamma_2) \\ \sin(\gamma_2) & \cos(\gamma_2) \end{pmatrix}, \\
m_5 &= \begin{pmatrix} \exp(j\varphi_x) & 0 \\ 0 & \exp(j\varphi_z) \end{pmatrix}, & m_6 &= \begin{pmatrix} \cos(\gamma_2) & \sin(\gamma_2) \\ -\sin(\gamma_2) & \cos(\gamma_2) \end{pmatrix}, \\
m_7 &= \begin{pmatrix} \cos(\gamma_1) & -\sin(\gamma_1) \\ \sin(\gamma_1) & \cos(\gamma_1) \end{pmatrix}, & m_8 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
m_9 &= \begin{pmatrix} \cos(\gamma_1) & \sin(\gamma_1) \\ -\sin(\gamma_1) & \cos(\gamma_1) \end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{3.5}$$

В соответствии с аппаратом матриц Джонса, амплитуды x - и z -поляризованных световых волн A_{out}^x , A_{out}^z на выходе структуры «поляризатор – кристалл – анализатор» связаны с амплитудами поляризованных составляющих источника излучения A_{out}^x , A_{out}^z выражением

$$\begin{pmatrix} A_{out}^x \\ A_{out}^z \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^9 m_i \cdot \begin{pmatrix} A_{in}^x \\ A_{in}^z \end{pmatrix}. \tag{3.6}$$

После перемножения матриц m_i в (3.6) выходная оптическая мощность $P_{out} = |A_{out}|^2$ будет равна:

$$P_{out} = P_{out}^x + P_{out}^z = \frac{P_{in}t_1t_2t_3}{2} \left(1 + \cos(2\gamma_3) \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h \Delta n\right) \right), \tag{3.7}$$

где P_{in} – мощность источника излучения, Вт.

Закономерности изменения выходной мощности излучения $P_{out} / P_{in}t_1t_2t_3$ от угла поворота анализатора γ_3 при различных ОРХ кристалла приведены на рис. 3.4. Толщины h моделируемых кристаллов выражены через характеристическую толщину $\lambda/\Delta n$.

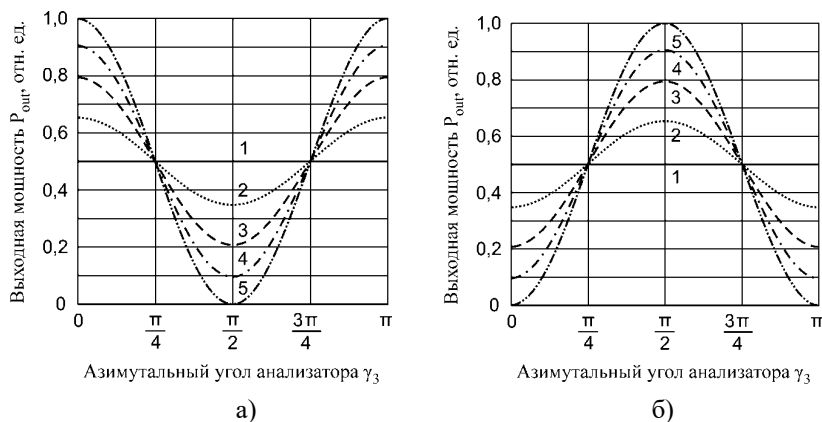


Рис. 3.4. Зависимость пропускания P_{out} от угла поворота анализатора γ_3 :

- а) 1 – $h=10,75\lambda/\Delta n$, 2 – $h=10,8\lambda/\Delta n$, 3 – $h=10,85\lambda/\Delta n$,
 4 – $h=10,9\lambda/\Delta n$, 5 – $h=11,0\lambda/\Delta n$;
 б) 1 – $h=10,25\lambda/\Delta n$, 2 – $h=10,3\lambda/\Delta n$, 3 – $h=10,35\lambda/\Delta n$,
 4 – $h=10,4\lambda/\Delta n$, 5 – $h=10,5\lambda/\Delta n$

Если ОРХ кристалла кратна $\lambda/(4\Delta n)$ (четвертьволновая фазовая пластина), то состояние поляризации на выходе круговое и составляющие P_{out}^x , P_{out}^z равны при всех положениях анализатора γ_3 . При ОРХ, кратной $\lambda/(2\Delta n)$ (полуволновая фазовая пластина), состояние поляризации является линейным и изменение $P_{out}(a_3)$ максимально. Таким образом, корректность вывода формулы (3.7) подтверждается известными частными случаями. Изменение ОРХ на $(\lambda/2\Delta n)$ приводит к смещению характеристики на угол $\gamma_3=\pi/2$.

Из характера зависимостей рис. 3.4 следует два способа измерения ОРХ кристалла. Первый способ основан на вычислении угла наклона характеристики $P_{out}(\gamma_3)$ в положении $\gamma_3=\pi/4$. Второй способ основан на определении отношения минимального и максимального пропускания при углах $\gamma_3=\pi/2$ и $\gamma_3=0$. Достоинством обеих методик является неподвижность источника излучения, поляризатора и кристалла. Это позволяет исключить погрешности, связанные с неравномерностью диаграммы направленности излучения и вариации локальных свойств одноосного кристалла.

Рассмотрим математическое описание методики минимума-максимума, поскольку она более устойчива к погрешности установки

углов элементов измерительной схемы. Экстремумы выходной мощности $P_{out}(\gamma_3)$ согласно (3.7) имеют вид:

$$P_{out}^{\max} = P_{out}(\gamma_3 = 0) = \frac{P_{in}t_1t_2t_3}{2} \left(1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h\Delta n\right) \right),$$

$$P_{out}^{\min} = P_{out}(\gamma_3 = \pi/2) = \frac{P_{in}t_1t_2t_3}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} h\Delta n\right) \right). \quad (3.8)$$

Выражая из (3.8) оптическую разность хода кристалла $h\Delta n$, получим:

$$h\Delta n = \frac{\lambda}{2\pi} \arccos\left(\frac{P_{out}^{\min} - P_{out}^{\max}}{P_{out}^{\min} + P_{out}^{\max}}\right). \quad (3.9)$$

Поскольку значение функции $\arccos$ находится в пределах $[0; \pi]$, формула (3.9) вычисляет дробную часть ОРХ $h\Delta n \in [0; \lambda/2]$.

Вычислим погрешность измерения ОРХ по методу минимума-максимума. Для этого зададимся максимальной относительной погрешностью всего измерительного тракта $\pm\Delta P = \pm\Delta P_{in} \pm \Delta S$, учитывающей относительную нестабильность мощности источника излучения ΔP_{in} и относительную погрешность фотоприемника ΔS . Запишем относительную погрешность $\Delta(h\Delta n)$ для погрешности измерения уровня $P_{out}^{\min}/P_{out}^{\max}$ равной ΔP :

$$\Delta(h\Delta n) = \left| 1 - \arccos\left(\frac{\left(\frac{P_{out}^{\min}}{P_{out}^{\max}}\right) - 1 + \Delta P}{\left(\frac{P_{out}^{\min}}{P_{out}^{\max}}\right) + 1 + \Delta P}\right) / \arccos\left(\frac{\left(\frac{P_{out}^{\min}}{P_{out}^{\max}}\right) - 1}{\left(\frac{P_{out}^{\min}}{P_{out}^{\max}}\right) + 1}\right) \right|. \quad (3.10)$$

Отметим, что $P_{out}^{\min}/P_{out}^{\max} \rightarrow 1$ при $h \sim \lambda/(4\Delta n)$ и $P_{out}^{\min}/P_{out}^{\max} \rightarrow 0$ при $h \sim \lambda/(2\Delta n)$.

В (3.10) отсутствует учет температурного изменения двулучепреломления Δn , поскольку измерение производится за время не более нескольких секунд при том, что измерительная схема помещается в термостатируемый корпус. Дрейф длины волны λ для стабилизированных источников излучения также несуществен ($\sim 10^{-6}..10^{-8}$).

Оценим влияние неточности установки углов $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$ на выходную мощность P_{out} . Погрешность взаимной установки оси поляриза-

тора и оптической оси кристалла выразим через угол $\gamma_{12} = \gamma_1 - \gamma_2$. Влияние γ_{12} будет выражаться в возбуждении различных по амплитуде составляющих вдоль оптических осей $P_x \sim \cos 2(\pi/4 + \gamma_{12})$, $P_z \sim \sin 2(\pi/4 + \gamma_{12})$. Сложение неравных составляющих P_x и P_z на выходе анализатора завышает кривую $P_{out}(\gamma_3)$ в минимуме на величину $\delta P_{12} = P_z - P_x$. Выразим соответствующую ей относительную погрешность ΔP_{12} :

$$\Delta P_{12} = \frac{\delta P_{12}}{P_x + P_z} = \frac{\sin^2(\pi/4 + \gamma_{12}) - \cos^2(\pi/4 + \gamma_{12})}{\sin^2(\pi/4 + \gamma_{12}) + \cos^2(\pi/4 + \gamma_{12})} = \sin(2\gamma_{12}). \quad (3.11)$$

Для поворотных оправ с нониусной шкалой и микрометрическим винтом цена деления составляет $0,1^\circ$, что определяет погрешность $\Delta P_{12} = 0,35\%$. Это значение может быть снижено в 10–100 раз использованием моторизованных оправ с разрешением $0,01^\circ$ – $0,001^\circ$.

Погрешность взаимной установки осей кристалла и анализатора $\gamma_{23} = \gamma_2 - \gamma_3$ приводит к сдвигу функции $P_{out}(\gamma_3)$ по оси углов γ_3 , но не влияет на величину минимума $P_{out}^{\min}$ и максимума $P_{out}^{\max}$. Следовательно неточность установки угла γ_3 не вносит погрешности измерения ОРХ.

Оценим погрешность дискретности поворотной оправы анализатора $\delta\gamma_3$. Ее влияние заключается в неточной настройке анализатора на минимум и максимум пропускания $P_{out}(\gamma_3)$. В результате возникает относительная погрешность $\Delta P_3 = 2 \sin^2(\delta\gamma_3/2)$. При величине $\delta\gamma_3 = 0,1^\circ$ погрешность ΔP_3 составляет $1,5 \cdot 10^{-4}\%$. Столь малая погрешность объясняется использованием пологих участков функции $P_{out}(\gamma_3)$ при измерении ОРХ.

На рис. 3.5 приведен график погрешности (3.10) в зависимости от дробной части ОРХ при различных модельных погрешностях схемы измерения $\pm \Delta P$, дБм.

Поскольку производная функции $\arccos(x)$ максимальна при $|x| \rightarrow 1$, то наибольшая погрешность измерения будет при $P_{out}^{\min} / P_{out}^{\max} \rightarrow 0$, т.е. $h\Delta n \sim \lambda/2$. Подставляя это условие в (3.10) и раскладывая его в степенной ряд низшего порядка, получим максимальную относительную погрешность:

$$\Delta(h\Delta n)_{\max} \approx \frac{2\sqrt{\Delta P}}{\pi}. \quad (3.12)$$

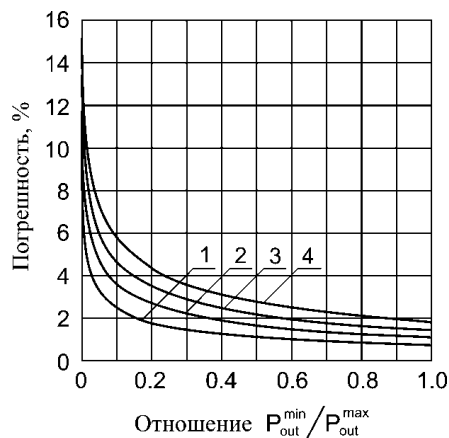


Рис. 3.5. Относительная погрешность измерения ОРХ:
 1 – $\Delta P=0,10$ дБм; 2 – $\Delta P=0,15$ дБм; 3 – $\Delta P=0,20$ дБм; 4 – $\Delta P=0,25$ дБм

Измерители мощности общего назначения характеризуются $\Delta S = \pm 0,11 \dots \pm 0,25$ дБм при дискретности шкалы 0,01-0,1 дБм и нижнем пределе измерений $-60 \dots -70$ дБм. Стабилизированные полупроводниковые источники излучения обладают нестабильностью ΔP_{in} не хуже $\pm 0,03$ дБм за 10 мин. При этом мощность сигнала P_{out}^{max} для фотоприемника с диаметром 400 мкм составляет $-10 \dots -20$ дБм. Следовательно, становится возможным измерение дробной части ОРХ с погрешностью $(\lambda/\Delta n)/10 \dots (\lambda/\Delta n)/100$ и разрешением $(\lambda/\Delta n)/30 \dots (\lambda/\Delta n)/300$.

Для адекватности измерения $P_{out}^{min} / P_{out}^{max}$ оптико-механическая измерительная схема должна обеспечивать необходимый динамический диапазон. Как показывает практика, подобные установки обеспечивают динамический диапазон 30...40 дБм. Это позволяет снизить погрешность измерения ОРХ с $(\lambda/\Delta n)/10$ до $(\lambda/\Delta n)/50 \dots (\lambda/\Delta n)/150$ при стабилизации источника и более точной калибровке фотоприемника.

При измерении необходимо учитывать спектральное пропускание структуры «поляризатор – одноосный кристалл – поляризатор», которое имеет апериодический вид. Чем больше ОРХ кристалла, тем меньше период спектральной функции. Например, для кристалла ниобата лития с толщиной $h=2$ мм и двулучепреломлением $\Delta n=0,086$ период составляет 1,2 нм в окрестности длины волны $\lambda=632,8$ нм.

Следовательно, измерение должно производиться с узкополосным частотно-стабилизированным источником излучения.

Проведем экспериментальную проверку представленного метода измерения дробной части ОРХ. Для этого используем фазовые пластины с $h\Delta n = \lambda/4$ и $h\Delta n = \lambda/2$, ахроматизованные в области 600–1100 нм с погрешностью изготовления не более $\lambda/(100\Delta n)$. Поверхности пластин были просветлены до отражения $R < 0,25\%$ во избежание влияния интерференции. Пластины устанавливались в поворотные оправы с ценой делений 2° и после юстировки микрометрическим винтом фиксировались.

Источником излучения являлся одночастотный полупроводниковый лазерный диод с длиной волны 639,4 нм расходимостью излучения не более 0,1–0,2 мрад. Ширина спектра источника не превосходила 0,02 нм. Для предотвращения возбуждения лазерного диода отраженным излучением использовался нейтральный фильтр 10 дБ, установленный после источника под углом 45° . Излучение на входе и выходе фазовых пластин поляризовалось призмами Глана-Тейлора, изготовленными из кальцита.

Фотоприемником служил калиброванный измеритель оптической мощности FOD-1202Si с диапазоном +5...–60 дБм на длине волны 650 нм. Разрешение шкалы прибора составляло 0,1 дБм, погрешность измерения относительных уровней мощности – не более 0,25 дБм.

Для эталонной четвертьволновой пластины ($h\Delta n = \lambda/4$) наблюдалась зависимость $P_{out}(\gamma_3)$, близкая к горизонтальной линии №1 на рис. 3.4. Согласно формуле (3.9) измеренное значение ОРХ составило $\lambda/4 - 1,2\%$. Полученное отклонение ОРХ в $-1,2\%$ не превосходит прогнозируемой погрешности $\sim 2\%$ (рис. 3.5).

Для полуволновой пластины ($h\Delta n = \lambda/2$) наблюдалась значительная глубина модуляции сигнала $P_{out}(\gamma_3)$ до 30 дБ аналогично зависимости №5 на рис. 3.4. По формуле (3.9) получено ОРХ $\lambda/2 + 15\%$, что также укладывается в расчетную погрешность.

3.3 Поляризационно-интерференционный метод измерения толщины с-срезов одноосных кристаллов

Одноосные кристаллы с-срезов используются для преобразования лазерных пучков [11–16] в качестве управляемых внешних резо-

наторов лазеров [17]. Для определенности преобразования лазерного излучения необходимо знать толщину кристалла. Погрешность измерения современных механических и электронно-механических устройств составляет $\pm(0,002-0,010)$ мм. Этого недостаточно для кристаллов, обладающих высоким двулучепреломлением и толщиной. Применение механических измерителей ограничено невысокой твердостью некоторых кристаллов, хрупкостью пластин толщиной 0,05–0,20 мм.

Для измерения толщины предпочтительнее использовать бесконтактные оптические методы. Они сохраняют чистоту поверхностей и механическую целостность, способны учитывать технологическое отклонение показателей преломления от номинальных значений. Наиболее развиты методы поляризационной микроскопии одноосных кристаллов [8, 9]. Эти методы заключаются в регистрации количества и цветности полос коноскопической фигуры при освещении кристалла непараксиальным пучком. Строение поляризационного микроскопа обусловлено размерной и оптической неоднородностью исследуемых природных и синтетических кристаллов. Однако для плоскопараллельных кристаллических пластин поляризационный метод измерения можно существенно упростить за счет использования параллельного пучка. В этом случае из оптической системы исключается конденсорная, объективная и окулярная части, а матричный фотоприемник заменяется на одноэлементный. Подобный подход применялся в [18] для измерения оптической разности хода x -срезов одноосных кристаллов и показал хорошую точность и надежность. Упрощение измерительной схемы позволяет использовать ее для производственного контроля.

В настоящем разделе рассматривается поляризационный метод измерения толщины c -срезов кристаллов. Для его реализации предлагается использовать зависимость показателя преломления одноосного кристалла от угла падения, которая преобразуется в изменение пропускания в системе «поляризатор – кристалл – анализатор».

Рассмотрим теоретические основы метода измерения. Известно, что при падении параллельного пучка света на одноосный кристалл в общем случае происходит его разделение на обыкновенную и необыкновенную волны [1]. Каждая из этих волн распространяется со своей фазовой скоростью, определяемой показателем преломления, зависящим от угла падения и длины волны. С помощью анализатора осуществляется интерференционное сложение этих волн на выходе

кристалла. Следовательно, при повороте с-среза, заключенного между поляризатором и анализатором, будет наблюдаться осциллирующая зависимость интенсивности выходного пучка от угла падения $I_{out}(\alpha)$. По угловому положению максимумов αm этой зависимости можно вычислить толщину кристалла h при известной дисперсионной зависимости показателей преломления $n_o(\lambda)$, $n_e(\lambda)$. Для реализации этого метода подходит простая оптическая схема, изображенная на рис.3.6. Поляризатор и анализатор установлены с кристаллом в диагональное положение для достижения наибольшей глубины модуляции зависимости $I_{out}(\alpha)$. Схема измерения обуславливает компактные размеры установки для осуществления производственного экспресс-контроля.

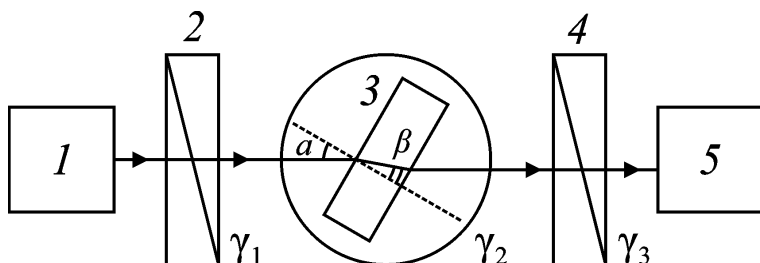


Рис.3.6. Пояснение процесса измерения: 1 – источник излучения; 2 – поляризатор; 3 – одноосный кристалл; 4 – анализатор; 5 – фотоприемник; γ_1 , γ_2 , γ_3 – азимутальные углы

Вычислим зависимость $I_{out}(\alpha)$, полагая, что оси поляризатора, кристалла (x -ось для определенности) и анализатора ориентированы под азимутальными углами γ_1 , γ_2 , γ_3 . Амплитуды x - и y - поляризованного излучения на входе поляризатора обозначим A_{in}^x , A_{in}^y , фазы x - и y - поляризованной волны на выходе кристалла – через φ_x , φ_y . Тогда поляризационное преобразование излучения в анализаторе будет задаваться матрицами m_1 , m_2 , m_3 , в кристалле – m_4 , m_5 , m_6 , в поляризаторе – m_7 , m_8 , m_9 :

$$m_1 = \begin{pmatrix} \cos(\gamma_3) & -\sin(\gamma_3) \\ \sin(\gamma_3) & \cos(\gamma_3) \end{pmatrix}, \quad m_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned}
m_3 &= \begin{pmatrix} \cos(\gamma_3) & \sin(\gamma_3) \\ -\sin(\gamma_3) & \cos(\gamma_3) \end{pmatrix}, \quad m_4 = \begin{pmatrix} \cos(\gamma_2) & -\sin(\gamma_2) \\ \sin(\gamma_2) & \cos(\gamma_2) \end{pmatrix}, \\
m_5 &= \begin{pmatrix} \exp(j\varphi_x) & 0 \\ 0 & \exp(j\varphi_y) \end{pmatrix}, \quad m_6 = \begin{pmatrix} \cos(\gamma_2) & \sin(\gamma_2) \\ -\sin(\gamma_2) & \cos(\gamma_2) \end{pmatrix}, \\
m_7 &= \begin{pmatrix} \cos(\gamma_1) & -\sin(\gamma_1) \\ \sin(\gamma_1) & \cos(\gamma_1) \end{pmatrix}, \quad m_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \\
m_9 &= \begin{pmatrix} \cos(\gamma_1) & \sin(\gamma_1) \\ -\sin(\gamma_1) & \cos(\gamma_1) \end{pmatrix}.
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Фазы x - и y - поляризованного излучения на выходе кристалла φ_x , φ_y будут равны:

$$\varphi_x = \frac{2\pi}{\lambda} h n_x(\beta), \quad \varphi_y = \frac{2\pi}{\lambda} h n_y. \tag{3.14}$$

Показатели преломления n_x , n_y для x - и y - поляризованного излучения при распространении пучка в кристалле под углом β_k его s -оси вычисляются из уравнения эллипсоида показателей преломления [1]. Для одноосного кристалла они имеют вид:

$$n_x(\beta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2(\beta) + n_o^2 - n_o^2 \cos^2(\beta)}}, \quad n_y = n_o. \tag{3.15}$$

В соответствии с аппаратом матриц Джонса, амплитуды x - и y - поляризованных волн A_{out}^x , A_{out}^y на выходе структуры «поляризатор–кристалл–анализатор» связаны с амплитудами A_{in}^x , A_{in}^y выражением:

$$\begin{pmatrix} A_{out}^x \\ A_{out}^y \end{pmatrix} = \prod_{i=1}^9 m_i \cdot \begin{pmatrix} A_{in}^x \\ A_{in}^y \end{pmatrix}. \tag{3.16}$$

Соответствующие им интенсивности на выходе кристалла определяются тождествами:

$$I_{out}^x = \left| A_{in}^x \right|^2 \left(1 - r_x^2 \right)^2 ,$$

$$I_{out}^y = \left| A_{in}^y \right|^2 \left(1 - r_y^2 \right)^2 , \quad (3.17)$$

где r_x, r_y – коэффициенты амплитудного отражения от каждой поверхности кристалла [19], причем $r_x = r_{\parallel}$, $r_y = r_{\perp}$. При записи (3.17) полагалось, что измерение первоначального пропускания системы производится при отсутствии кристалла, но при установленных в рабочее положения поляризаторе и анализаторе. Поэтому пропускание последних не входит в формулы, хотя и учитывается на практике. Поскольку в экспериментах использовался источник неполяризованного излучения, то значения A_{in}^x, A_{in}^y были равны $1/\sqrt{2}$.

Для расчета показателей преломления использовалась дисперсионная зависимость для конгруэнтного ниобата лития, приведенная на сайте производителя кристаллов MTI Corp:

$$n_o = \sqrt{4,9048 + \frac{0,11768}{\lambda^2 - 0,04750} - 0,027169\lambda^2} ,$$

$$n_e = \sqrt{4,5820 + \frac{0,099169}{\lambda^2 - 0,04443} - 0,021950\lambda^2} , \quad (3.18)$$

где длина волны λ задается в мкм.

По формулам (3.13)–(3.18) проводилось моделирование зависимости интенсивности выходного пучка $I_{out}(\alpha) = I_{out}^x + I_{out}^y$ от угла падения при значениях углов $\gamma_1=45^\circ, \gamma_2=0^\circ, \gamma_3=45^\circ$. Толщина кристалла задавалась равной $h=500$ мкм, показатели преломления согласно (3.18) были равны $n_o=2,28634, n_e=2,20267$ при $\lambda=632,8$ нм. На рис. 3.7 приведена расчетная зависимость $I_{out}(\alpha)$.

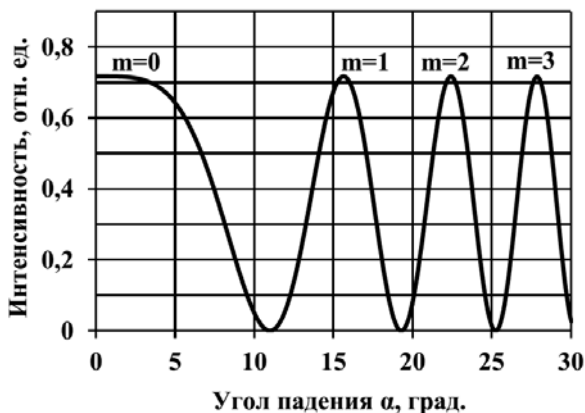


Рис.3.7. Расчетная зависимость пропускания $I_{out}(\alpha)$ от угла падения при $h=500$ мкм

Зависимость $I_{out}(\alpha)$ содержит набор максимумов на углах падения α_m , по значениям которых может однозначно определяться толщина кристалла. Максимумы интенсивности $I_{out}(\alpha)$ будут наблюдаться при углах преломления β_m , при которых выполняется условие синфазности обыкновенного и необыкновенного лучей:

$$\frac{h(n_o - n_x(\beta_m))}{\cos(\beta_m)} = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (3.19)$$

Подставляя в тождество (3.19) зависимость (3.15) для показателей преломления и соотношение между углами падения α и преломления β , получим формулу для расчета толщины h :

$$h = m\lambda t \left(n_o - \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 t^2 + n_o^2 - n_o^2 t^2}} \right)^{-1},$$

$$t = \cos \left(\arcsin \left(\frac{\sin(\alpha_m)}{n_o} \right) \right), \quad (3.20)$$

где α_m — углы падения, соответствующие максимумам зависимости $I_{out}(\alpha)$.

Оценим абсолютную погрешность определения толщины Δh для рассмотренного метода. Согласно (3.20), она определяется абсолютной погрешностью измерения показателей преломления $\pm\Delta n_o$, $\pm\Delta n_e$, длины волны $\pm\Delta\lambda$, угла падения $\pm\Delta\alpha_m$. Для современных спектрометров-монокроматоров, поворотных столиков и рефрактометров погрешность измерения этих величин составляет $\Delta\lambda=0,2$ нм, $\Delta\alpha_m=0,005^\circ$, $\Delta n_o=\Delta n_e=5\cdot 10^{-5}$ при технологической вариации показателей преломления конгруэнтного ниобата лития $10^{-5}-10^{-6}$ [7]. Используем формулу геометрической суммы, применяемую для некоррелированных погрешностей [10]:

$$\Delta h = \pm \sqrt{\left(\frac{dh}{dn_o} \Delta n_o\right)^2 + \left(\frac{dh}{dn_e} \Delta n_e\right)^2 + \left(\frac{dh}{d\lambda} \Delta \lambda\right)^2 + \left(\frac{dh}{d\alpha_m} \Delta \alpha_m\right)^2}. \quad (3.21)$$

Для кристалла LiNbO_3 толщиной $h=500$ мкм с углом $\alpha_1=15,65^\circ$ теоретическая оценка погрешности составила $\Delta h \leq 0,6$ мкм. Эта величина соответствует максимальному изменению толщины кристалла с типичным размером 12×12 мм с непараллельностью поверхностей $10''$. Следовательно метод поворота пригоден для измерения толщин производимых кристаллов.

Для экспериментальной проверки метода использовались кристаллы с-среза конгруэнтного ниобата лития. Толщины кристаллов измерялись с помощью цифрового микрометра МКЦ-25 и составили 514 ± 2 и 554 ± 2 мкм. Измерение зависимости $I_{out}(\alpha)$ осуществлялось с помощью спектрального эллипсометра J.A. Woollam V-VASE. Данный прибор оснащен моторизованными поворотно-угловыми оправами с погрешностью установки угла падения $\pm 0,005^\circ$. Монокроматор HS-190 эллипсометра позволяет установить длину волны от 250 до 1700 нм при ширине спектра от 0,2 до 4,5 нм. Длина волны зондирующего луча составляла $\lambda = 632,8$ нм, спектральная ширина щели монохроматора – 2,3 нм. Диаметр открытой ирисовой диафрагмы фотоприемника был равен 3 мм. Измеренные зависимости $I_{out}(\alpha)$ для двух кристаллов показаны на рис.3.8.

Расчет толщины кристалла осуществлялся по формуле (3.20) для экспериментально определенных углов α_m (при $m = 1$). В результате были получены значения толщин $h = 554,8$ мкм и $h = 513,7$ мкм. Хорошее совпадение с результатами электронно-механических измерений объясняется высоким угловым разрешением эллипсометра, малым уровнем шумов фотоприемника, высокой точностью исходных данных.

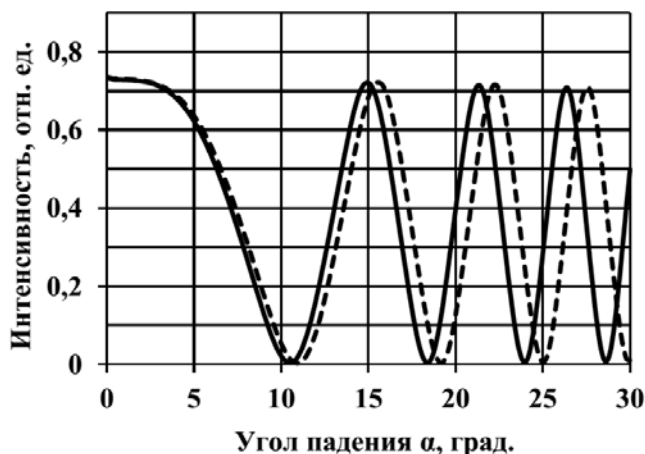


Рис. 3.8. Экспериментальная зависимость пропускания $I_{out}(\alpha)$ от угла падения: сплошная линия – $h=554\pm 2$ мкм; штриховая линия – $h=514\pm 2$ мкм

Из выражения (3.20) следует, что угловые положения α_m максимумов $I_{out}(\alpha)$ зависят только от показателей преломления кристалла n_o , n_e , толщины кристалла h и длины волны λ источника излучения. Отклонение азимутальных углов поляризатора, кристалла и анализатора от номинальных $\gamma_1=45^\circ$, $\gamma_2=0^\circ$, $\gamma_3=45^\circ$ не приводит к угловому сдвигу зависимости $I_{out}(\alpha)$. Это подтверждается результатами измерений выходной интенсивности при различных углах ориентации кристалла $\gamma_2=45$, 30 и 15° (рис. 3.9).

Отклонение азимутов поляризатора γ_1 , кристалла γ_2 и анализатора γ_3 от номинальных значений 45 , 0 , 45° уменьшает глубину модуляции $I_{out}(\alpha)$. В результате снижается точность определения углов α_m вследствие сглаживания максимумов $I_{out}(\alpha)$ и конечного разрешения средств измерения. В этой ситуации можно использовать измерение толщины по нескольким максимумам $m=1, 2, \dots$. Тогда при знакопеременной погрешности определения углов α_m произойдет ее усреднение и взаимная компенсация погрешности. Другим вариантом является реализация многочастотного метода с последующим усреднением результатов измерений, а также увеличение динамического диапазона измерительной системы.



Рис.3.9. Экспериментальная зависимость $I_{out}(\alpha)$ при различных азимутальных углах поляризатора, кристалла и анализатора: сплошная линия – $\gamma_1=45^\circ, \gamma_2=0^\circ, \gamma_3=45^\circ$; штриховая линия – $\gamma_1=45^\circ, \gamma_2=0^\circ, \gamma_3=30^\circ$; точечная линия – $\gamma_1=45^\circ, \gamma_2=0^\circ, \gamma_3=15^\circ$

В некоторых случаях для измерения толщины кристалла лучше использовать разность угловых положений максимумов α_m при $m>0$ (см. рис. 3.7). Например, такая ситуация возникает при неточной установке нулевого положения $\alpha=0$ или при ошибке определения нулевого положения зависимости $I_{out}(\alpha_m)$ вследствие ее гладкости на этом участке. Последнее можно предотвратить в оптической схеме с непрерывно вращающимся анализатором, которая позволяет определить максимумы пологих участков наиболее точно.

Необходимо отметить, что для определения толщины кристалла нет необходимости в измерении всей характеристики $I_{out}(\alpha)$. Достаточно отметить характерные углы α_m максимумов характеристики, используя градуированный поворотный столик (двумерный, для установки нормали в двух плоскостях) и измеритель оптической мощности.

Достоинством метода также является малая чувствительность к ширине спектра зондирующего пучка. Так, в экспериментах не удалось обнаружить отличий вплоть до сотых долей процента между $I_{out}(\alpha)$, измеренными при спектральной ширине щели 1,2 нм, 2,3 нм и 4,5 нм на центральной длине волны 632,8 нм. Это объясняется тем, что кристалл, повернутый на небольшой угол, представляет собой фазовую пластину низкого порядка (обычно $m \leq 2$). Подобная фазовая

пластина, помещенная между поляризатором и анализатором, имеет ширину спектра пропускания в сотни нанометров. Это позволяет заменить узкополосный лазерный источник излучения на недорогой малогабаритный монохроматор, исключив влияние интерференции на результат измерения.

Таким образом, рассмотрен поляризационный метод измерения толщины с-срезов одноосных кристаллов, основанный на интерференции обыкновенного и необыкновенного пучков, возникающей при повороте с-среза кристалла. Метод прост в реализации, не предъявляет особых требований к монохроматичности источника излучения, линейности фотоприемника. Результаты измерений практически нечувствительны к погрешности установки азимутальных углов поляризатора, кристалла и анализатора.

Экспериментальная апробация с использованием с-среза ниобата лития показала совпадение толщин кристаллов, измеренных электронно-механическим и предложенным методом, в пределах допустимой погрешности микрометра ± 2 мкм. Рассмотренный метод обладает достаточной чувствительностью для оценки погрешности ориентации с-оси кристалла, для измерения клиновидности пластин в десятки угловых секунд. Метод также может использоваться для измерения толщин неполярных срезов одноосных кристаллов.

3.4 Поляризационно-дифракционный метод измерения толщины с-срезов одноосных кристаллов на основе преобразования пучков Бесселя нулевого порядка

Измерение оптических и размерных характеристик одноосных кристаллов наиболее часто осуществляется поляризационно-интерференционными методами [6-9, 20]. Общим признаком этих методов является использование схемы «поляризатор – кристалл – анализатор». Такая схема обуславливает интерференцию обыкновенного и необыкновенного пучков за анализатором, по виду которой определяют толщину и двулучепреломление кристалла. Как правило, для диагностики а-срезов одноосных кристаллов используют коллимированное излучение, а для с-срезов – сходящийся пучок, формирующий коноскопическую фигуру, или коллимированный пучок в сочетании с поворотом кристалла [20].

Однако для измерения толщины и двулучепреломления одноосных кристаллов может использоваться иной принцип, заключающийся в пропускании через кристалл специальных лазерных пучков [11-13, 15, 21-29], формируемых дифракционными оптическими элементами. При этом в кристалле наблюдается деполяризация и интерференция множества дифрагировавших лучей, распространяющихся под разными углами к оптической оси одноосного кристалла [29]. В результате распределение интенсивности в сечении выходного пучка определяется ориентацией оптической оси, двулучепреломлением и толщиной кристалла. Исследование оптических и размерных характеристик одноосных кристаллов, таким образом, основано на анализе изображения выходного пучка. Например, на измерении распределения интенсивности или размеров характерных максимумов интенсивности. Это позволяет использовать стандартные средства фотометрии. С другой стороны, стоимость дифракционных оптических элементов невелика, а высокая точность их изготовления позволяет осуществить прецизионные измерения.

Целью работы являлось измерение толщины плоскопараллельного одноосного кристалла с-среза с использованием лазерных пучков Бесселя.

Выбор именно пучков Бесселя обусловлен несколькими причинами. Во-первых, пучок Бесселя 0-го порядка, используемый для освещения кристалла, легко получить с помощью круговой дифракционной решетки (дифракционного аксикона) [30-33]. Во-вторых, пучки Бесселя имеют осесимметричную форму, что упрощает математическую обработку изображения пучка на выходе кристалла.

Схема измерения толщины показана на рис. 3.10.

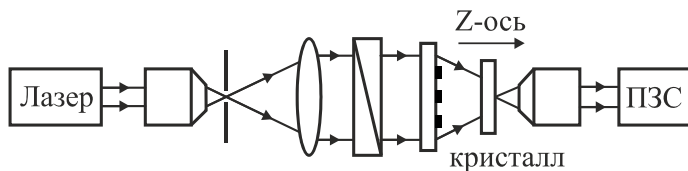


Рис.3.10. Оптическая схема для измерения толщины с-среза одноосного кристалла

Излучение лазера проходит пространственный фильтр – расширитель пучка, коллимируется и поляризуется. Дифракционный аксикон, освещаемый коллимированным излучением, формирует сходя-

щийся конический пучок – пучок Бесселя 0-го порядка, образованный центральным максимумом интенсивности и набором окружающих колец ненулевой интенсивности. При распространении в оптически однородном пространстве пучок Бесселя сохраняет поперечное распределение интенсивности. Однако при распространении в с-срезе одноосного кристалла происходит периодическое преобразование темных и светлых участков в поперечном распределении интенсивности [11-13, 15, 21-24]. Это соответствует взаимному преобразованию пучков Бесселя 0-го и 2-го порядков, описываемых в рамках скалярной теории, например, с помощью интегрального оператора распространения [15, 23]. Расстояние p , соответствующее переходу пучка Бесселя 0-го порядка в пучок Бесселя 2-го порядка, зависит от числовой апертуры дифракционного аксикона и двулучепреломления одноосного кристалла. Для измерения толщины поперечное распределение интенсивности выходного пучка фиксируется видеокамерой. Далее оно сравнивается с таблицей эталонов на основе математической модели распространения пучков Бесселя в одноосном кристалле. Это предъявляет высокие требования к пространственному разрешению, линейности и разрядности аналого-цифрового преобразователя (АЦП) видеокамеры, которая в значительной степени определяет точность и разрешающую способность измерения.

Для расчета поперечного распределения интенсивности пучка Бесселя на выходе с-среза одноосного кристалла воспользуемся интегральным оператором распространения, полученным ранее в [15]. В качестве примера выберем кристалл конгруэнтного ниобата лития с-среза с показателями преломления $n_o=2,28634$, $n_e=2,20267$, длину волны лазерного пучка $\lambda_0=632,8$ нм, период дифракционного аксикона $d = 4$ мкм. Поперечные распределения интенсивности при различных толщинах кристалла h показаны на рис. 3.11.

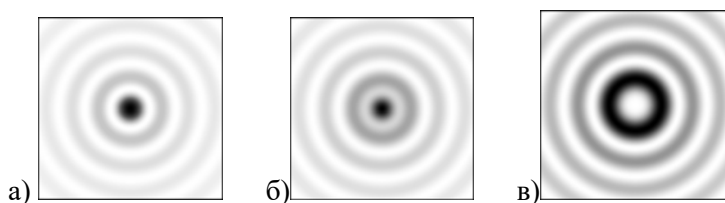


Рис. 3.11. Поперечное распределение интенсивности пучка Бесселя на выходе с-среза одноосного кристалла: $h = 0$ (а), $h = 0,5p$ (б), $h = p$ (в)

Для малой толщины кристалла $h \ll p$ наблюдается преимущественно пучок Бесселя 0-го порядка, содержащий выраженный центральный максимум интенсивности. При толщине $h \approx p$ наблюдается пучок Бесселя 2-го порядка с центральным минимумом интенсивности. При толщинах $h > p$ пучок Бесселя 2-го порядка будет вновь переходить в пучок 0-го порядка. Таким образом, полупериод пространственного преобразования пучка Бесселя p соответствует максимальной толщине кристалла, при которой обеспечивается однозначность измерения. Значение p , отсчитываемое вдоль с-оси кристалла, приближенно равно [23]:

$$p \approx \frac{\lambda_0}{2(\gamma_o - \gamma_e)}, \quad (3.22)$$

где γ_o , γ_e – величины, определяющие направление распространения обыкновенного и необыкновенного пучков:

$$\begin{aligned} \gamma_o &= \sqrt{n_o^2 - \alpha^2}, \\ \gamma_e &= \sqrt{n_o^2 - \alpha^2 n_o^2 / n_e^2}, \end{aligned} \quad (3.23)$$

где $\alpha = \arcsin(\lambda_0 / d)$ – числовая апертура дифракционного аксикона с периодом d , освещаемого коллимированным лазерным излучением с длиной волны λ_0 .

Приведенные формулы (3.22), (3.23) являются оценочными, поскольку их погрешность составляет несколько процентов по сравнению с использованием интегрального оператора распространения пучка Бесселя в одноосном кристалле [15]. Однако они позволяют приближенно вычислить максимальную измеряемую толщину $h \leq p$ для выбранного кристалла при использовании одного аксикона. Соответственно перед оптическим измерением необходимо оценить толщину кристалла каким-либо другим методом, например, электронно-механическим. Это измерение необходимо для проверки условия $h \leq p$.

Следует отметить, что максимальная измеряемая толщина кристалла также не превосходит расстояния L , на котором пучок Бесселя сохраняет свою поперечную структуру (модовые свойства). Для дифракционного аксикона радиусом r и периодом d , освещаемого длиной волны λ_0 , и кристалла с усредненным показателем преломления

n это расстояние не превышает $L \leq r / \operatorname{tg}(\arcsin(\lambda / d)) \approx r n d / \lambda_0$. Данное ограничение не так существенно, как предыдущее, в плане измеряемых толщин кристаллов. Это объясняется тем, что радиус изготавливаемых дифракционных аксиконов достигает 100–150 мм, а период аксикона d и используемая длина волны λ_0 могут изменяться в широких пределах. Однако это условие ограничивает сверху расстояние между изображающей линзой (объективом) и кристаллом.

Для формирования пучка Бесселя 0-го порядка был изготовлен амплитудный дифракционный аксикон диаметром 40 мм на стеклянной подложке толщиной 3 мм с периодом колец $d = 4$ мкм (для $\lambda_0 = 632,8$ нм числовая апертура $\alpha = 0,16$). Конструкция аксикона была образована маской Cr, сформированной методом термохимического окисления на станции круговой лазерной записи CLWS-200 с последующим удалением немаскированных участков. Согласно формулам (3.22), (3.23) максимальная измеряемая толщина кристаллов ниобата лития h для изготовленного аксикона и длины волны 632,8 нм не превосходит $p = 739$ мкм. Расчет по точным формулам [23] дает значение $p = 745$ мкм.

Для экспериментального исследования использовались плоскопараллельные полированные кристаллы конгруэнтного ниобата лития с-среза толщиной 514 ± 2 и 554 ± 2 мкм (измерено цифровым микрометром МКЦ-25). В качестве источника излучения использовался одночастотный гелий-неоновый лазер. Лазерный пучок проходил пространственный фильтр – расширитель пучка, содержащий микрообъектив $20\times$, отверстие диаметром 15 мкм и линзу с фокусным расстоянием 200 мм. Излучение лазера, освещающее дифракционный аксикон, поляризовалось призмой Глана-Тейлора апертурой 10×10 мм² с коэффициентом поляризации не менее 10^6 . Для наблюдения выходного пучка Бесселя применялся микрообъектив $40\times$ с числовой апертурой $\alpha = 0,65$, превосходившей числовую апертуру аксикона $\alpha = 0,16$, и ПЗС-матрица DCM310 с разрешением 2048×1536 пикселей и разрядностью АЦП 8 бит.

Юстировка оптической схемы заключалась в установке нормального падения лазерного излучения на поверхность дифракционного аксикона и установленного после него кристалла. Для оценки относительной погрешности δ , вызванной отклонением падения излучения на кристалл от нормального, можно использовать формулу $\delta \approx (1 - \cos \beta) / \cos \beta$, где β – угол преломления в кристалле. Кроме этого, необходимо обеспечить высокое качество коллимации лазер-

ного излучения на выходе пространственного фильтра – расширителя пучка. При наличии сферичности волнового фронта освещающего пучка, вносимой выходной линзой коллиматора, нарушается периодичность преобразования пучка Бесселя в кристалле. Особенно сильно этот нежелательный эффект заметен для кристаллов толщиной в единицы – десятки миллиметров [29, 35]. Для качественной коллимации излучения применялся датчик волнового фронта (датчик Гартмана). Освещение аксикона должно быть равномерным, для чего использовались диафрагма малого диаметра и длиннофокусная линза.

Фотографии выходных пучков Бесселя для конгруэнтных кристаллов ниобата лития с-среза различной толщины показаны на рис. 3.12.

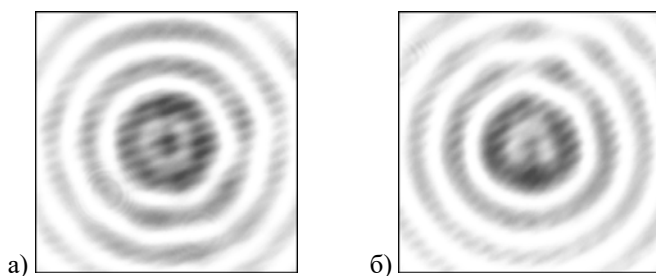


Рис. 3.12. Пучок Бесселя на выходе кристаллов ниобата лития с-среза:
 $h=514$ мкм (а), $h=554$ мкм (б)

Наблюдаемая на рис. 3.12 интерференционная картина формируется преимущественно дифракционным аксиконом за счет отражения между передней стеклянной поверхностью подложки и частично хромированной поверхностью, обращенной к кристаллу. Для снижения интерференции следует использовать фазовые аксиконы с просветлением передней или обеих поверхностей. Замена амплитудного аксикона на фазовый также повышает энергетическую эффективность формирования освещающего кристалл пучка Бесселя 0-го порядка. Интерференция в кристалле также может быть ослаблена за счет использования длин волн диапазона 312-316 нм, в котором ниобат лития является частично поглощающим.

Из полученных экспериментальных данных следует, что увеличение толщины кристалла с $h = 514$ мкм до $h = 554$ мкм приводит к более полному преобразованию падающего излучения в пучок Бес-

селя 2-го порядка. Это хорошо видно на примере центрального максимума, интенсивность которого уменьшилась в случае более толстого кристалла. Следует добавить, что наибольшая чувствительность интенсивности выходного пучка к толщине имеет место при $h \approx 0,5p$. Это объясняется тем, что зависимость центрального максимума интенсивности от толщины пропорциональна $\cos^2(0,5\pi h / p)$.

На рис. 3.13 показано измеренное и расчетное поперечное распределение интенсивности для кристалла с толщиной $h=554 \pm 2$ мкм. Для определения толщины кристалла из рис. 3.12,б выбиралось несколько (обычно 20-30) радиальных сечений, ориентированных под различными углами, которые затем усреднялись в одно поперечное распределение интенсивности. Установлено, что эксперимент наилучшим образом соответствует расчетам при толщине кристалла 554,5 мкм, что соответствует полю допуска микрометра МКЦ-25.

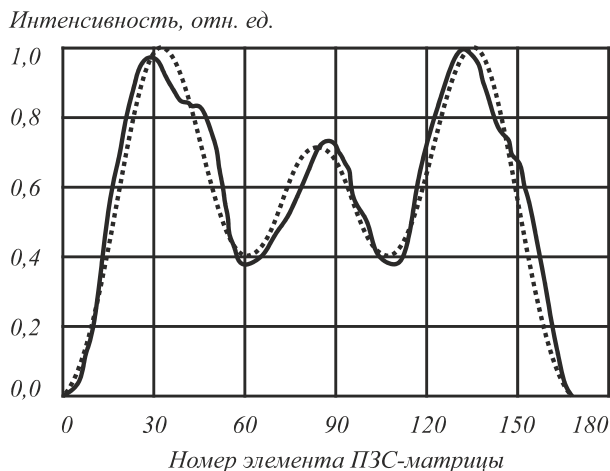


Рис. 3.13. Поперечное распределение интенсивности:
сплошная линия — эксперимент для кристалла с $h=554$ мкм;
точечная — расчет для кристалла с $h=554,5$ мкм

Оценим точность выполненного измерения. Периодическая зависимость интенсивности в центре пучка $I_0 \sim \cos^2(\pi h/2/p)$, а интенсивности первого прилежащего кольца $I_1 \sim \sin^2(\pi h/2/p)$. Выразим искомую толщину кристалла h , обозначив через I_{01} отношение интенсивностей I_0 / I_1 :

$$h \approx \frac{2p}{\pi} \operatorname{arctg}(\sqrt{I_{01}}). \quad (3.24)$$

Расчет абсолютной погрешности Δh проведем по формуле для некоррелированных величин [23]:

$$\Delta h \leq \pm \left[\left(\frac{\partial h}{\partial I_{01}} \Delta I_{01} \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial d} \Delta d \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial \lambda_0} \Delta \lambda_0 \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial h}{\partial n_o} \Delta n_o \right)^2 + \left(\frac{\partial h}{\partial n_e} \Delta n_e \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (3.25)$$

где ΔI_{01} – погрешность нелинейности фотоприемника; Δd – погрешность изготовления периода аксикона, м; $\Delta \lambda_0$ – нестабильность длины волны лазера, м; Δn_o , Δn_e – погрешности измерения показателей преломления кристалла.

При записи (3.25) полагалось, что погрешность задания числовой апертуры пучка α определяется только неточностью изготовления периода аксикона d . Этот случай имеет место для качественной коллимации излучения, контролируемой датчиком Гартмана или интерференционным методом. Отклонения величин для использованного оборудования равны: $\Delta I_{01}=0,03$, $\Delta d=0,1$ мкм [34], $\Delta n_o=\Delta n_e=10^{-4}$, $\Delta \lambda_0=2 \cdot 10^{-6}$ нм при номинальных значениях $d=4$ мкм, $n_o=2,28634$, $n_e=2,20267$, $\lambda_0=632,8$ нм. При указанных характеристиках расчетные погрешности для $h=554$ мкм равны: $(\partial h/\partial d)\Delta d=5\%$, $(\partial h/\partial I_{01})\Delta I_{01}=2,3\%$, $(\partial h/\partial n_o)\Delta n_o=0,1\%$, $(\partial h/\partial n_e)\Delta n_e=0,1\%$, $(\partial h/\partial \lambda_0)\Delta \lambda_0<0,01\%$. Однако погрешность $(\partial h/\partial d)\Delta d$, обусловленная неточностью изготовления периода аксикона, является знакопеременной для множества непрозрачных колец, образующих дифракционную маску. Поэтому ее формальная оценка по (3,24), (3,25) значительно завышена. С другой стороны, в проведенном эксперименте величины I_0 и I_1 достаточно близки. Это существенно снижает влияние нелинейности камеры $(\partial h/\partial I_{01})\Delta I_{01}$, поскольку вносимые в I_0 и I_1 близкие мультипликативные погрешности слабо искажают характеристическое отношение I_0/I_1 . Из этого следует, что наилучшая точность будет достигаться при $I_0=I_1$ или $h \approx p/2$. Приближенное выполнение этого условия позволило снизить погрешность до 0,1%. При этом погрешности измерения, вызванные дискретностью АЦП современных видеокамер (10-12 бит), также близки к этому значению.

Оценим диапазон измеряемых толщин на примере кристаллов ниобата лития при условии использования одного дифракционного аксикона. Отметим, что повышение числовой апертуры аксикона α , главным образом за счет уменьшения периода d , приводит к уменьшению максимальной измеряемой толщины $p \geq h$. Для метода электронно-лучевой литографии минимальный период d составляет около 0,8 мкм при радиусе аксикона до 200-250 мкм. При использовании метода лазерного термохимического окисления хрома, реализуемого на установке CLWS-200, наименьший период аксикона составляет ~1,3 мкм при радиусе аксикона до 100 мм. Для кристалла ниобата лития это дает минимальные верхние пределы измеряемых толщин $p \approx 20$ мкм и $p \approx 70$ мкм на $\lambda = 632,8$ нм. Увеличение предельной измеряемой толщины p до единиц – десятков миллиметров достигается простым уменьшением периода аксикона.

То есть выполнено измерение толщины с-срезов двулучепреломляющих кристаллов, основанное на периодическом взаимном преобразовании пучка Бесселя при распространении вдоль оптической оси. Аппаратную основу измерения составляют дифракционный аксикон, стандартная лазерная и фотометрическая техника. Диапазон измеряемых толщин определяется угловой апертурой освещающего пучка Бесселя и для кристалла ниобата лития равен единицам – десяткам микрометров и более. Применение моторизованного координатного стола и программных средств обработки изображения делает возможным составление карт распределения оптических и размерных характеристик по площади кристалла.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Ярив, А. Оптические волны в кристаллах / А. Ярив, П. Юх.; пер. с англ. – М.: Мир, 1987. – 616 с.
2. Kushtal, G.I. Two-band regulable interference-polarization filter for the lines of HeI and Ha / G.I. Kushtal, V.I. Skomorovskii // J. Opt. Technol. – 2000. – Vol. 67, Issue 6. – P. 586-591.
3. Afonin, A.V. Modelling the spectral filtering system of video spectroradiometers for recording nitrogen dioxide in the near-earth atmosphere / A.V. Afonin, I.N. Sivyakov // J. Opt. Technol. – 2003. – Vol. 70, Issue 9. – P. 633-636.

4. Chen, X. High accuracy wavelength locking of a DFB laser using tunable polarization interference filter / X. Chen, J. Xie, T. Zhao [et al.] // *Ch. Opt. Lett.* – 2003. – Vol. 1, Issue 10. – P. 561-563.
5. Kaveev, A.K. Tunable wavelength terahertz polarization converter based on quartz waveplates / A.K. Kaveev, G.I. Kropotov, D.I. Tsypishka [et al.] // *Appl. Opt.* – 2014. – Vol. 53. Issue 24. – P. 5410-5415.
6. Сонин, А.С. Электрооптические кристаллы / А.С. Сонин, А.С. Василевская. – М.: Атомиздат, 1971. – 326 с.
7. Кузьминов, Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития / Ю.С. Кузьминов. – М.: Наука, 1987. – 264 с.
8. Шубников, А.В. Основы оптической кристаллографии / А.В. Шубников. – М.: Изд-во АН СССР, 1958. – 206 с.
9. Четвериков, С.Д. Методика кристаллооптического исследования шлифов / С.Д. Четвериков – М.: Госгеолиздат, 1949. – 154 с.
10. Новицкий, П.В. Оценка погрешностей результатов измерений / П.В. Новицкий, И.А. Зограф. – Л.: Энергоиздат, 1991. – 304 с.
11. Хило, Н.А. Преобразование порядка бесселевых пучков в одноосных кристаллах / Н.А. Хило, Е.С. Петрова, А.А. Рыжевич // *Квантовая электроника.* – 2001. – Т. 31, № 1. – С. 85-89.
12. Khilo, N.A. Diffraction and order conversion of Bessel beams in uniaxial crystals / N.A. Khilo // *Optics Communications.* – 2012. – Vol. 285, Issue 5. – P. 503-509.
13. Zusin, D.H. Bessel beam transformation by anisotropic crystals / D.H. Zusin, R. Maksimenka, V.V. Filippov [et al.] // *Journal of the Optical Society of America A.* – 2010. – Vol. 27, Issue 8. – P. 1828-1833. – DOI: 10.1364/JOSAA.27.001828.
14. Хонина, С.Н. Особенности непараксиального распространения гауссовых и бесселевых мод вдоль оси кристалла / С.Н. Хонина, С.Г. Волотовский, С.И. Харитонов // *Компьютерная оптика.* – 2013. – Т. 37, № 3. – С. 297-306.
15. Khonina, S.N. Effective transformation of a zero-order Bessel beam into a second-order vortex beam using a uniaxial crystal / S.N. Khonina, A.A. Morozov, S.V. Karpeev // *Laser Physics.* – 2014. – Vol. 24. – P. 056101 (5pp).
16. Хонина, С.Н. Исследование поляризационного преобразования и взаимодействия обыкновенного и необыкновенного пучков в непараксиальном режиме / С.Н. Хонина, В.Д. Паранин, С.В. Карпеев, А.А. Морозов // *Компьютерная оптика.* – 2014. – Т. 38, № 4. – С. 598-605.
17. Паранин, В.Д. Полупроводниковый лазер с двулучепреломляющим внешним резонатором для информационных систем со спектральным уплотнением / В.Д. Паранин, С.А. Матюнин, К.Н. Тукмаков // *Квантовая электроника.* – 2013. – Т. 43, № 10. – С. 923-926.

18. Паранин, В.Д. Методика исследования фазовой функции управляемых дифракционных оптических элементов / В.Д. Паранин, К.Н. Тукмаков // Квантовая электроника. – 2014. – Т. 44, № 4. – С. 371-375.
19. Ахманов, С.А. Физическая оптика / С.А. Ахманов, С.Ю. Никитин; 2-е изд. – М.: Наука, 2004. – 656 с.
20. Паранин, В.Д. Метод поворота для измерения толщины Z-срезов одноосных кристаллов / В.Д. Паранин // Журнал технической физики. – 2015. – Т. 85, Вып. 12. – С. 120-123.
21. Loussert, C. Efficient scalar and vectorial singular beam shaping using homogeneous anisotropic media / C. Loussert, E. Brasselet // Optics Letters. – 2010. – Vol. 35, Issue 1. – P. 7-9.
22. Fadeyeva, T.A. Extreme spin-orbit coupling in crystal-traveling paraxial beams / T.A. Fadeyeva, A.V. Volyar // Journal of the Optical Society of America A. – 2010. – Vol. 27, Issue 3. – P. 381-389.
23. Khonina, S.N. Comparative investigation of nonparaxial mode propagation along the axis of uniaxial crystal / S.N. Khonina, S.I. Kharitonov // Journal of Modern Optics. – 2015. – Vol. 62, Issue 2. – P. 125-134.
24. Turpin, A. Light propagation in biaxial crystals / A. Turpin, Y.V. Loiko, T.K. Kalkandjiev [et al] // Journal of Optics. – 2015. – Vol. 17. – P. 065603 (6pp).
25. Khonina, S.N. Generation of cylindrical vector beams of high orders using uniaxial crystals / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, S.V. Alferov and V.A. Soifer // Journal of Optics. – 2015. – Vol. 17. – P. 065001 (11pp).
26. Хонина, С.Н. Острая фокусировка лазерных пучков в анизотропных одноосных кристаллах / С.Н. Хонина, О.В. Зотеева, С.И. Харитонов // Оптический журнал. – 2015. – Т. 82, № 4. – С. 23-31.
27. Zhang, S. Rigorous modeling of laser light propagation through uniaxial and biaxial crystals / S. Zhang, D. Asoubar, F. Wyrowski // Proceedings SPIE. – 2015. – Vol. 9346. – P. 93460N (13pp).
28. Khonina, S.N. Astigmatic transformation of Bessel beams in a uniaxial crystal / S.N. Khonina, V.D. Parani, A.V. Ustinov, A.P. Krasnov // Optica Applicata. – 2016. – Vol. 46, Issue 1. – P. 5-18.
29. Khonina, S.N. Implementation of ordinary and extraordinary beams interference by application of diffractive optical elements / S.N. Khonina, S.V. Karpeev, A.A. Morozov, V.D. Parani // Journal of Modern Optics. – 2016. – Vol. 63, No. 13. – P. 1239-1247.
30. Fedotowsky, A. Far field diffraction patterns of circular gratings / A. Fedotowsky, K. Lehovec // Applied Optics. – 1974. – Vol. 13, No. 11. – P. 2638-2642.
31. Vasara, A. Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms / A. Vasara, J. Turunen and A. T. Friberg // Journal of

- the Optical Society of America A. – 1989. – Vol. 6. – P. 1748–1754.
32. Khonina, S.N. Bessel-mode formers / S.N. Khonina, V.V. Kotlyar // *Proceedings of SPIE*. – 1994. – Vol. 2363. – P. 184-190
33. Хонина, С.Н. Высокоапертурные бинарные аксиконы для формирования продольной компоненты электрического поля на оптической оси при линейной и круговой поляризации освещающего пучка / С.Н. Хонина, Д.А. Савельев // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. – 2013. – Т. 144. Вып. 4(10). – С. 718-726.
34. Полещук А.Г. Погрешности формирования дифракционных структур лазерным термохимическим методом записи / А.Г. Полещук // *Автометрия*. – 2003. – Т. 39. – № 6. – С. 39-45.
35. Паранин В.Д. Управление формированием вихревых пучков Бесселя в срезах одноосных кристаллов за счет изменения расходимости пучка / В.Д. Паранин, С.В. Карпеев, С.Н. Хонина // *Квантовая электроника*. – 2016. – Т. 46. – № 2. – С. 63-168.

Учебное издание

*Хонина Светлана Николаевна,
Карпеев Сергей Владимирович,
Паранин Вячеслав Дмитриевич*

**ФОРМИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ МЕТОДАМИ ДИФРАКЦИОННОЙ,
ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ И КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ОПТИКИ**

Учебное пособие

Редактор Н.С. Купринова
Компьютерная верстка Л.Р. Дмитриенко

Подписано в печать 03.08.2017. Формат 60х84 1/16.

Бумага офсетная. Печ. л. 8,5.

Тираж 100 экз. Заказ . Арт. 25/2017

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени академика С.П. КОРОЛЕВА»
(Самарский университет)
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

Изд-во Самарского университета. 443086 Самара, Московское шоссе, 34.