

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ АКАДЕМИКА С.П. КОРОЛЕВА»  
(САМАРСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ)

На правах рукописи

**Алгубили Абрар Мохаммед Кхудхур**

**Формирование неоднородно поляризованных лазерных пучков  
интерференционным методом и методами прямого преобразования  
поляризационного состояния пучка**

**1.3.6. Оптика**

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

**Карпеев Сергей Владимирович,**

доктор физико-математических наук,

доцент

Самара - 2023

# ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>ВВЕДЕНИЕ</b> .....	<b>3</b>
<b>ГЛАВА 1 ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВЕКТОРНЫХ ПУЧКОВ</b> .....	<b>15</b>
<b>1.1 Обзор основанных на интерференции методов формирования неоднородно         поляризованных пучков</b> .....	<b>15</b>
<b>1.2 Использование пространственных модуляторов света</b> .....	<b>18</b>
<b>1.3 Разработка интерферометра</b> .....	<b>20</b>
<b>1.4 Получение и исследование азимутально поляризованного пучка</b> .....	<b>23</b>
<b>1.5 Выводы к первой главе</b> .....	<b>26</b>
<b>ГЛАВА 2 СЕКТОРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ПОЛЯРИЗАЦИИ</b> .....	<b>28</b>
<b>2.1 Пленочные преобразователи и фазовые пластины</b> .....	<b>29</b>
<b>2.2 Компьютерное моделирование прохождения лазерного излучения через         секторные сэндвич-структуры</b> .....	<b>31</b>
2.2.1 Моделирование в приближении тонких оптических элементов.....	31
2.2.2 Моделирование с использованием метода конечных элементов.....	38
<b>2.3 Экспериментальная реализация секторных пластинок</b> .....	<b>42</b>
<b>2.4 Выводы ко второй главе</b> .....	<b>47</b>
<b>ГЛАВА 3 ГЕНЕРАЦИЯ ВЕКТОРНОГО ПУЧКА ПРЕЛОМЛЯЮЩИМИ МНОГОКОНИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ</b> .....	<b>49</b>
<b>3.1 Преломляющие аксиконы</b> .....	<b>50</b>
<b>3.2 Описание метода трассировки</b> .....	<b>53</b>
3.2.1 Основные допущения .....	53
3.2.2 Алгоритм построения эллипса поляризации .....	55
<b>3.3 Конические элементы для генерации коллимированного азимутально         поляризованного пучка</b> .....	<b>58</b>
3.3.1 Коническая поверхность для преобразования поляризации.....	59
3.3.2 Основные конфигурации многоконических элементов .....	60
3.3.3 Исследование влияния показателя преломления элемента на свойства сформированного оптического пучка.....	76
<b>3.4 Выводы к третьей главе</b> .....	<b>79</b>
<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ</b> .....	<b>81</b>
<b>СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ</b> .....	<b>83</b>
<b>СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ</b> .....	<b>84</b>

## **ВВЕДЕНИЕ**

Диссертационная работа посвящена развитию методов формирования неоднородно поляризованных лазерных пучков интерференционным методом, а также методами прямого преобразования поляризационного состояния пучка.

### **Актуальность темы**

В последнее время, с бурным развитием высоких вычислительных мощностей и технологий нанотехнологий, большое внимание исследователей привлекают векторные световые поля с пространственно-неоднородными сечениями. Повышение размерности структурированного света за счет увеличения степеней свободы [1, 2] осуществляется, в том числе, и через многообразие поляризационных состояний света. Ожидается, что развитие применений структурированного света расширит возможности и повысит производительность информационных оптических систем. Это развитие требует новых методов формирования лазерного пучка, для таких задач характерно непараксиальное распространение света, на первый план выходит распределение энергии электрического поля по компонентам, и, как следствие, поляризационные характеристики излучения. Большинство современных лазеров производят поляризационно-однородное излучение, т.е. параметры поляризации одинаковы во всех точках поперечного сечения лазерного луча. Однако множество различных векторных поляризационно-неоднородных мод с особыми свойствами можно формировать с помощью дополнительных внутри- или внерезонаторных устройств.

Большое внимание уделяется созданию и исследованию свойств световых пучков со спиральной фазой, пучков, обладающих аксиально симметричным распределением состояния поляризации в поперечном сечении, световых пучков с неоднородным распределением интенсивности в направлении распространения. Интерес к таким неоднородно структурированным полям во многом обусловлен возможностью их

использования в микроскопии сверхвысокого разрешения [3, 4], для повышения точности интерференционных измерений [5, 6], для передачи информации по волоконно-оптическим линиям связи [7] и в свободном пространстве [1, 2, 8–10], для манипуляции микрочастицами [11], для лазерной резки и сверления металла [12–14]. При острой фокусировке радиально-поляризованного пучка в фокусе возникает мощная продольная компонента электрического поля, а вклад поперечных компонент на оптической оси нивелируется. Данный эффект используется для уменьшения размеров фокального пятна [15–20], для оптического захвата и трёхмерного ориентирования молекул [21–24], а также для ускорения электронов [25, 26]. По сравнению с обычной (линейной или круговой) поляризацией радиально-поляризованный пучок имеет удвоенную эффективность при резке металлов [14], а также неоднородно-поляризованные пучки дают возможность управления процессами лазерной абляции [27, 28], повышения разрешения в задачах микроскопии [29, 30] или создания сложных периодических поверхностных структур, индуцированных лазером [31]. Кроме того, радиально-поляризованные пучки могут применяться для передачи информации [32]. Также высокий уровень поглощения, характерный для этого типа поляризации, используется при взаимодействии лазерного излучения с плазмой [33]. С другой стороны, при прохождении через полые металлические волноводы, радиально-поляризованные пучки демонстрируют большие потери энергии на стенках волновода, а азимутально-поляризованные пучки, соответственно, минимальные [34].

Пучки с неоднородным распределением поляризации применяются для обработки материалов. Для увеличения скорости и глубины резки металла используют пучки с радиальной поляризацией, а азимутально-поляризованные используют для увеличения скорости лазерного сверления отверстий [12–14]. Например, в [13] с помощью пикосекундного лазера формировались высокоточные микроотверстия в хромоникелевом сплаве излучением с азимутальной поляризацией с помощью преобразователя,

состоящего из восьми сегментов полуволновой пластины; в результате скорость бурения увеличилась в 2 раза. В [14] было показано, что образование кратеров в металлах под действием фокусировки азимутальной и радиальной поляризации происходит по-разному. В обзоре [35] приводятся данные, что для резки малоуглеродистой стали лучше подходит азимутальная поляризация, а для латуни и меди лучше подходит радиальная. Острой фокусировке излучения требуется создавать высокую плотность мощности, и лишь при острой фокусировке возможны вышеупомянутые поляризационные эффекты.

Существует два основных метода генерации аксиально поляризованного света: внутррезонаторный и внрезонаторный. Одним из самых ранних предложенных методов генерации неоднородно поляризованного пучка был внутррезонаторный метод [36]. В резонаторе рубинового лазера была размещена телескопическая система, содержащая двулучепреломляющий кристалл кальцита. Оптическая ось двулучепреломляющего кристалла ориентировалась параллельно оси телескопической системы. В результате двулучепреломления е- и о-поляризованные лучи фокусировались в разных местах и проходили через апертурную диафрагму с разными потерями. Цилиндрическая симметрия системы обеспечивала аксиальную симметрию поляризации. Недостатком такого метода генерации являются нелинейные эффекты, возникающие в кристалле при больших мощностях. В последующих работах двулучепреломляющий кристалл заменялся на усиливающую среду с наведённым двулучепреломлением [37, 38]. На этом основывался метод генерации неоднородно поляризованного излучения при помощи твердотельного лазера на кристалле Nd:YAG [38]. В результате нагрева активного вещества формировалась тепловая линза, что вызывало появление наведённого двулучепреломления. За счёт цилиндрической симметрии лазерного резонатора и активной среды твердотельного лазера генерируемое излучение было аксиально симметрично. Основной недостаток данного

метода связан с тем, что повышение температуры активной среды может привести к её разрушению. Сформировать неоднородно поляризованное излучение можно, если заменить одно из зеркал лазера на специальный дифракционный элемент с субволновым рельефом [39, 40]. Поляризационная селективность достигается за счёт ориентации штрихов и высоты рельефа поверхности. Основным недостатком данного метода является сложность изготовления субволновых дифракционных элементов. Отметим, что внутрирезонаторные методы генерации неоднородно поляризованного пучка с использованием поляризационно-селективных оптических элементов являются предпочтительными для мощных лазеров, обычно имеющих высокий коэффициент усиления активной среды, низкую добротность резонатора и относительно низкое качество излучения.

Кроме анизотропных элементов, для генерации аксиально поляризованного излучения в резонаторе используются элементы, проходя через которые пучок приобретает необходимую поляризацию. В [41] использовалась коническая призма Брюстера (называемая также аксиконом), на поверхность которой было нанесено последовательно семь плёнок из оксида кремния и оксида тантала. Особенность конической призмы Брюстера такова, что пучок лучей при фронтальном падении на такой оптический элемент всегда имеет угол падения, равный углу Брюстера. Многократное переотражение от поверхностей раздела плёнок позволило сформировать радиальную структуру поляризации выходящего из лазера пучка. Недостатком такого метода является дисперсионная зависимость показателя преломления плёнок и самого материала конической призмы (аксикона), что делает невозможным изготовление ахроматических конических призм Брюстера для различных длин волн излучения. В то же время основным преимуществом как описанного метода, так и вообще, всех внутрирезонаторных методов, является возможность получения высоких интенсивностей формируемых пучков, что необходимо в ряде случаев [12 – 14, 33 – 35].

Конечно, внерезонаторные системы, в силу их большей универсальности, получили большее распространение на практике. Однако, разработка внерезонаторных формирователей неоднородно поляризованных пучков с повышенной лучевой стойкостью является актуальной задачей и может решаться путем приспособления некоторых поляризующих элементов, применяемых внутри резонаторов для их отдельного использования вне резонатора.

Например, системы, подобные внутрирезонаторному аксикону [41], состоящие из рефракционных и дифракционных аксиконов в комбинации с поляризующими многослойными интерференционными напыленными структурами [42, 43] используются и для внерезонаторного формирования ЦВП. Основным их недостатком, как и аксикона [41], является высокий хроматизм, а, кроме того, сложности взаимной юстировки аксиконов с коллимирующими оптическими системами.

Для внерезонаторного формирования пучков с неоднородным по поперечному сечению распределением поляризации можно также использовать многосекторную фазовую пластинку [44]. Каждый сектор такой пластинки является полуволновой пластинкой, главная ось которой ориентирована под определённым углом. Каждый сектор поворачивает изначально однородно линейно-поляризованное излучение на некоторый угол, задаваемый ориентацией сегмента. Пластинка позволяет формировать аксиально симметричный азимутально или радиально поляризованный пучок. Недостатком такого метода является скачкообразное изменение поляризации в пучке. Увеличение числа секторов ведёт к увеличению дифракционных потерь на границах между секторами [45]. Кроме того, высококачественная нарезка секторов, обеспечивающая их точную стыковку, также является сложной задачей. Если не требуется высокая лучевая стойкость, то частично эту проблему решает изготовление секторов из поляризационной пленки [46]. Исходный пучок для преобразования таким элементом должен иметь круговую поляризацию. Разумеется, при этом

энергетическая эффективность падает как минимум до 50 %. Кроме того, для всех элементов, у которых в качестве исходного пучка используется пучок с круговой поляризацией [42, 46, 47], в выходном пучке характерно наличие вихревой фазы, которая в ряде случаев нежелательна.

Интерференционные методы также являются внрезонаторными методами формирования пучков с неоднородно-поляризованной структурой излучения. Главным преимуществом внрезонаторных интерференционных методов является универсализм [35]. При интерференционном сложении пучков можно получать неоднородно-поляризованные пучки с различными видами распределения поляризации. Однако, в отличие от описанных выше элементов, осуществляющих непосредственное преобразование поляризационного состояния пучка, в интерферометрах требуется точное совмещение полей мод и создание необходимых фазовых сдвигов между модами. Обычно для формирования неоднородно поляризованных лазерных пучков применяют двухлучевые интерферометры типа Маха–Цендера или Саньяка, в которых осуществляется когерентная суперпозиция пары обычных мод. Возможны разные варианты получения исходных мод – как в резонаторе лазера с дальнейшим преобразованием традиционной оптикой [48–52], так и при помощи стационарных дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [53–58]. Однако, такие варианты генерации пучков все же сильно ограничивают разнообразие формируемых поляризаций, поскольку в интерферометрах без дополнительной оптики можно варьировать лишь разность хода и взаимное положение мод.

Реализовать универсализм интерференционных методов в наибольшей степени удастся в методах генерации векторных пучков на основе ПМС, для которых снимаются ограничения на типы исходных мод. В [59] использовали ПМС и интерферометр для создания произвольно поляризованного векторного пучка. Гибкий подход был представлен в работе [60], который может генерировать произвольные векторные пучки с помощью трапециевидного интерферометра Саньяка. В работе [61] использовали



фазовый ПМС для генерации вихревых и векторных пучков Эйри. В работе [62] использовали ПМС с разделением пучков по волновому фронту для генерации произвольных векторных пучков. После ПМС модовые пучки проходили через два линзовых Фурье-каскада с установленными в Фурье-плоскости четвертьволновыми пластинками и далее объединялись при помощи дифракционной решетки. Также новый подход к генерации векторных вихревых пучков с использованием интерферометра Саньяка был представлен в [63], причем на выходе системы пучки подвергались фильтрации в линзовом Фурье-каскаде с выделением нужных дифракционных порядков в Фурье-плоскости. Векторные пучки с пространственным распределением как поляризации, так и фазы были сгенерированы с помощью ПМС в [64]. В [65] использовали ПМС для генерации векторных пучков с состояниями поляризации более высокого порядка. Отметим, что в вышеперечисленных схемах используются линзовые Фурье каскады для различных видов фильтрации, а также дифракционная решетка для объединения пучков, что существенно снижает энергетическую эффективность. Оптическая схема интерферометра Саньяка также достаточно сложна.

Исходя из вышеизложенного, отметим, что основное направление формирования неоднородно-поляризованного излучения сосредоточено вокруг аксиально-симметричного распределения поляризации в поперечном сечении пучка. Наиболее удобны в использовании формирователи поляризации с аксиальной симметрией, осуществляющие непосредственное преобразование поляризационного состояния пучка, такие, как оптические системы, включающие аксиконы и многосекторные пластины. Преимуществом аксиконов является высокая лучевая стойкость. Однако для аксиконов, как дифракционных, так и рефракционных, актуальным является преодоление хроматизма, а также объединение отдельных оптических элементов, составляющих оптическую систему, в единый жесткий блок для облегчения юстировки. При использовании многосекторных

поляризационных пластин очевидна потребность в компенсации вихревых составляющих, появляющихся из-за круговой поляризации исходного пучка. Кроме того, помимо перечисленных оптических систем, дающих стационарное поляризационное состояние пучка, актуальными являются системы, обеспечивающие возможность управления распределением поляризации в поперечном сечении неоднородно поляризованного пучка, что дает больше степеней свободы для контроля и использования лазерного излучения. Такую возможность дают интерференционные методы за счет изменения как образов исходных мод, так и межмодовых фазовых сдвигов. Разумеется, это становится доступно лишь при использовании ПМС в качестве формирователя исходных мод. Таким образом, использование ПМС открывает широкие возможности для формирования лазерных пучков различной поляризации. Однако, задача выбора схемы интерферометра, содержащей минимальное число элементов, согласованной со свойствами ПМС и дающей максимальную энергетическую эффективность, является актуальной.

### **Цель диссертационной работы**

Разработка методов формирования неоднородно поляризованных лазерных пучков с помощью интерферометра, включающего жидкокристаллический модулятор света, секторных пластинок и многоконических аксиконов.

### **Задачи диссертационной работы**

1. Разработка и экспериментальная реализация оптической системы для получения азимутально поляризованных лазерных пучков с использованием жидкокристаллического модулятора света и интерферометра Маха–Цендера.

2. Разработка, изготовление, и экспериментальное исследование секторных пластинок в виде сэндвич-структур, предназначенных для

преобразования падающего на них света с круговой поляризацией в цилиндрические векторные пучки низших и высших порядков.

3. Разработка и исследование многоконического аксикона для преобразования пучка с круговой поляризацией в коллимированный азимутально поляризованный вихревой пучок.

### **Научная новизна работы:**

1. Предложена и экспериментально реализована оптическая система формирования пучков с азимутальной поляризацией на основе интерферометра Маха–Цендера и жидкокристаллического модулятора света. Генерация модовых пучков осуществляется различными участками апертуры жидкокристаллического модулятора. По сравнению с известными оптическими системами с дифракционной решёткой и линзами предложенная оптическая система позволяет не менее чем в два раза повысить энергетическую эффективность и получать два азимутально поляризованных пучка.

2. Разработаны и реализованы оптические секторные сэндвич-структуры, состоящие из сложенных вместе поляризационной пластины, образованной секторами из дихроичной плёнки с различными направлениями поляризационных осей, и фазовой пластины, имеющей фазосдвигающие области с разностью фаз  $\pi$  в виде полуплоскостей или квадрантов. Сэндвич-структуры обеспечивают преобразование пучка с круговой поляризацией в цилиндрические векторные лазерные пучки: квазирадиально поляризованный пучок первого порядка и азимутально поляризованный пучок второго порядка. В отличие от поляризационных пластин без фазовой пластины, предложенные сэндвич-структуры позволяют получать из пучков с круговой поляризацией неоднородно поляризованные пучки без дополнительной вихревой фазы. Сэндвич-структуры характеризуются простотой изготовления при энергетической эффективности близкой к 50 %.

3. Предложены и исследованы ахроматические оптические элементы из преломляющего материала, ограниченные коническими поверхностями для формирования азимутально поляризованных пучков круглой формы с вихревой фазовой зависимостью. Преобразование поляризации в оптических элементах происходит на первой конической поверхности за счёт отражения лучей, падающих под углом Брюстера, а вторая и третья конические поверхности осуществляют коллимацию пучка. Поляризационное преобразование за счет отражения лучей обеспечивает ахроматизацию элемента в отличие от известных рефракционных элементов с падением лучей под углом Брюстера. Совмещение в одном элементе функций преобразования поляризации и коллимации света позволяет создавать готовые к использованию моноблочные элементы и избегать сложных взаимных юстировок аксикона с другими оптическими элементами.

#### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Возможно использование интерферометра Маха–Цендера и жидкокристаллического модулятора света для эффективного формирования азимутально поляризованных пучков.

2. Преобразование пучка с круговой поляризацией в цилиндрические векторные лазерные пучки низких и высоких порядков без дополнительной вихревой фазы может осуществляться секторными сэндвич-структурами, состоящими из сложенных вместе дихроичной секторной поляризационной пластины и фазовой пластины, имеющей фазосдвигающие области с разностью фаз  $\pi$  в виде полуплоскостей или квадрантов.

3. Возможно получение коллимированных азимутально поляризованных вихревых световых пучков круглой формы с использованием моноблочных преломляющих оптических элементов, ограниченных коническими поверхностями.

### **Практическая значимость:**

Предложенные в диссертации методы и оптические схемы формирования пучков с радиальной и азимутальной поляризацией, а также комбинации элементов фокусирующей оптики с разнополяризованными пучками могут быть применены для оптической связи, лазерной обработки материалов, фотолитографии, ускорения электронов и других практических задач.

### **Методы исследований:**

В диссертационной работе используются методы математического моделирования на основе трассировки лучей, а также методом FDTD в программном пакете Comsol. Для оптического эксперимента используются пространственный модулятор света, дифракционные оптические элементы и прецизионное точение многоконического оксидного аксикона.

### **Достоверность полученных результатов:**

Достоверность полученных результатов подтверждается соответствием результатов расчётов и моделирования экспериментальным данным.

### **Личный вклад автора**

Изложенные в диссертации оригинальные результаты получены соискателем, либо при его непосредственном участии. Соискателем самостоятельно проводились вычислительные и натурные эксперименты, разрабатывались методы и математические модели. Постановка задач и обсуждение результатов проводились совместно с научным руководителем.

### **Публикации и апробация работы**

По теме данной диссертационной работы было опубликовано 6 работ, входящих в базу Scopus и WebofScience, из которых – 6 статей в изданиях,

рекомендованных ВАК. Результаты исследований были представлены и доложены на международных научных конференциях:

- International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT) (2020, Samara, Russia) (представлено два доклада);
- Международная научно-техническая конференция «Оптические технологии в телекоммуникациях ОТТ-2022», (2022, Уфа, Россия).

### **Структура и объём диссертации**

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения, списка сокращений и условных обозначений, списка литературы, включающего 213 наименований. Общий объём составляет 109 страниц машинописного текста, включает 26 рисунков, 4 таблицы.

## ГЛАВА 1

# ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ВЕКТОРНЫХ ПУЧКОВ

### 1.1 Обзор основанных на интерференции методов формирования неоднородно поляризованных пучков

Интерференционные методы являются одним из методов генерации цилиндрических векторных пучков. Интерференционные методы, как правило, основаны на когерентной суперпозиции пары обычных мод, например, с помощью интерферометра [50, 51, 53]. 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. В этом варианте получается радиально-поляризованное распределение, соответствующее радиальной составляющей кольцевой моды Лагерра–Гаусса (ЛГ)  $(0, 1)$ . Также может быть получена та же мода с азимутальным и смешанным типами поляризации в зависимости от знака и комплексного множителя при суммировании исходных мод. Исходные моды ЭГ получают разными способами. В работе [49] в качестве входного излучения использована одна мода, полученная внутрирезонаторным способом, из которой далее в специальной довольно сложной оптической схеме получена вторая мода, взаимно когерентная исходной, но с другой поляризацией, и этот метод чувствителен к несимметричным азимутальным изменениям интенсивности в профиле входного пучка. На основе сочетания преимуществ внутрирезонаторного и внерезонаторного метода в [52] использовали интерферометр Маха–Цендера для генерации векторных вихревых пучков. В [50] представленная установка выполняет когерентное суммирование двух ортогонально поляризованных пучков, полученных в результате преобразования пучка с помощью простого бинарного дифракционного

оптического элемента. В результате качество преобразования в радиальную поляризацию зависит от расстояния. Авторы показали, что степень радиальной поляризации максимальна на заданном расстоянии от выходного отверстия интерферометра, которое зависит от диаметра падающего (луча) пучка на входное отверстие интерферометра. В работе [51] требуемая пара мод получается в специальном интерферометре из основной моды лазера, причём в каждом плече интерферометра установлены спиральные фазовые пластинки. Главной трудностью этого метода является реализация спиральной фазовой пластинки, работающей в нулевом порядке дифракции. Из-за указанных трудностей экспериментальные результаты, представленные в работе [49], демонстрируют лишь удовлетворительное качественное совпадение с результатами численного моделирования.

Возможен вариант получения исходных мод при помощи дифракционных оптических элементов (ДОЭ). Использование ДОЭ очень эффективно при получении любых желаемых мод из основной лазерной моды в разных плечах оптической схемы. В работе [53] предложен специальный ДОЭ, выполненный на подложке из двулучепреломляющего материала. Такой ДОЭ производит моду Эрмита–Гаусса (ЭГ)  $(0, 1)$  в обыкновенном и ЭГ  $(1, 0)$  в необыкновенном лучах, которые формируются на определённом расстоянии, из которых в дальнейшем получается радиально-поляризованная мода Лагерра–Гаусса (ЛГ)  $(0, 1)$ . В качестве недостатков метода следует, прежде всего, отметить высокую сложность изготовления многоуровневого ДОЭ с максимальной высотой рельефа в несколько длин волн на двулучепреломляющей подложке. Кроме того, такая пара ДОЭ предназначена лишь для формирования одной определённой моды с заданным типом поляризации и не допускает перестройки на другие типы поляризаций.

Другой вариант использования ДОЭ [54] состоит в использовании пары отдельных ДОЭ, производящих требуемые моды. Этот вариант был реализован в работах [55, 56] с использованием ДОЭ, формирующих



лазерные пучки в нулевом порядке дифракции, а в работе [57] – с использованием бинарных ДОЭ с несущей частотой. Однако для суммирования пучков в данных работах используется схема с Фурье-объективом и дифракционной решёткой, которая в результате направляет в полезный сформированный пучок лишь малую часть энергии.

Существует альтернативный вариант получения радиально-поляризованных мод [49], который основан на суммировании двух пучков с правой и левой круговыми поляризациями. Пучки также должны иметь фазовые сингулярности противоположных знаков. В зависимости от знака при суммировании пучков на выходе схемы получается либо радиальная, либо азимутальная поляризация. Однако экспериментальное преобразование гауссова пучка с линейной поляризацией в пучок с радиальной поляризацией в работе [49] оказалось неудачным из-за несовершенства спиральных фазовых пластинок. Этот метод менее чувствителен к вариациям входного поля, но максимальная эффективность преобразования в радиально поляризованный свет, составляет  $< 50\%$ . В работе [58] для формирования радиальной и азимутальной гауссовой моды применялись два типа ДОЭ: традиционный бинарный ДОЭ и поляризационный. Было показано, что схема на основе поляризационного ДОЭ обладает высокой эффективностью около  $100\%$ , однако качество пучка было хуже по сравнению с традиционным ДОЭ из-за низкого поляризационного контраста. ДОЭ использовался для объединения пучков, поэтому получался лишь один полезный пучок. Кроме того, в данной работе не исследовались моды высоких порядков.

Метод формирования пары вихревых пучков с фазовыми сингулярностями противоположных знаков без использования спиральных фазовых пластинок предложен в работе [46] и основан на астигматическом преобразовании мод ЭГ при помощи дифракционной линзы. Однако реализация данного метода усложняется тем, что исходные пучки ЭГ получают внутрирезонаторным методом, то есть данный метод является комбинацией внутри- и внерезонаторного методов. 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 определённые преимущества дают модовые пучки высоких порядков [15], также [66, 67].

Если рассматривать описанные выше способы получения пучков с неоднородной поляризацией в контексте этой возможности, то выясняется, что лишь последняя схема, а также секторные пластинки не накладывают ограничений на радиальные распределения комплексной амплитуды. Однако по причине отсутствия качественных формирователей таких пучков (обладающих, кроме того, орбитальным угловым моментом) данная задача на сегодняшний день пока не решена. Из анализа приведённых работ следует, что лишь часть оптических схем даёт возможность получения радиально-поляризованных мод более высоких порядков с высокой эффективностью без дополнительных оптических элементов. Таким образом, задача разработки новых оптических систем, для поляризационно-модовых преобразований, в том числе мод высоких порядков, представляется актуальной.

## **1.2 Использование пространственных модуляторов света**

Пространственные модуляторы света (ПМС) в последние годы зарекомендовали себя как важный оптический элемент, обладают превосходными характеристиками, такими, как возможность точной регулировки фазы света путём подачи напряжения и способность реагировать на широкий диапазон длин волн. Кроме того, можно управлять не только фазой, но и поляризацией и интенсивностью, что важно для исследования структурированного света. Стоит отметить, что при рассмотрении областей применения различных модуляторов следует исходить из их практических возможностей. Функциональная роль ПМС в современных системах фотоники весьма многогранна: в системах отображения информации [68], в оценке качества световых пучков [69–72], в голографических системах памяти [73, 74], в различных корреляторах [75].

ПМС привлекли значительное внимание из-за их универсального применения в различных приложениях для оптических изображений, включая цифровую голографию [76, 77], адаптивную оптику [78], вычислительную визуализацию [79–81], голографический дисплей [82]. ПМС позволяет осуществлять модуляцию в любой точке поверхности ПМС путём локального изменения оптического пути, интенсивности, фазы или поляризации падающего светового луча. Их обычно классифицируют в соответствии с (а) их использованием при отражении или пропускании, (б) модулированными оптическими параметрами: амплитуда, фаза, поляризация и (в) типом управляющего сигнала – электрический или оптический.

Пространственная модуляция света стала возможной благодаря множеству технологий, среди которых механически или термически деформируемые зеркала, цифровые микрзеркальные устройства, магнитооптические устройства или акустооптические ячейки Брэгга (это название чаще всего относится к немеханическим компонентам с использованием электрооптической анизотропии жидких кристаллов) [83]. Поскольку ПМС были впервые применены в оптических вычислениях в 1980-х годах [84], они стали популярными во многих областях исследований, таких, как пространственное формирование луча [85–87], коррекция волнового фронта [88, 89] и лазерная параллельная обработка [90–92]. В работе [93] на основе метода [94] предложена экспериментальная схема, которая может одновременно модулировать поляризацию, амплитуду и фазовое распределение лучей.

В настоящее время пространственный модулятор света (ПМС) используется также и для реализации ЦВ пучков, включая метод двойного ПМС [95–98] и метод разделения экрана на одиночном ПМС [99–103]. Однако метод двойного ПМС нерентабелен, а метод разделённого экрана имеет недостаток, заключающийся в низком коэффициенте использования площади ПМС. Также, характерными являются сложности настройки интерферометров, связанные с точным совмещением полей мод и созданием

точных фазовых сдвигов между модами. В интерферометрах используется большое количество сложных элементов типа призмы Дове, поляризационных разделительных призм, 90-градусного перископа и др. [49, 50]. Предлагается устранить указанные недостатки путём использования схемы с одним ПМС в интерферометре Маха–Цендера, что позволяет легко комбинировать нужные порядки дифракции за счёт настройки.

### **1.3 Разработка интерферометра**

Интерферометрические методы были подкреплены появлением ПМС, которые предоставили один из самых гибких и универсальных методов формирования света [104–106]. Интерферометр реализует суперпозицию пучков. Входной пучок разделяется на два отдельных пучка с помощью какого-либо светоделителя, и далее пучки подвергаются внешним воздействиям, такими как изменения оптической длины пути вследствие изменения показателя преломления перед их рекомбинацией на другом светоделителе.

Поскольку идея использования ПМС для формирования заданного поляризационного состояния появилась достаточно давно [107–110], предложены схемы без разделения пучка (по нашей классификации однопучковые) [99–102]. Разрешение и энергетическая эффективность таких методов пока не очень высокие. В [112, 113] реализована схема, в которой для разделения пучков используются парные дифракционные порядки, а объединение производится при помощи светоделительного кубика, то есть фактически в схеме [112] стационарный ДОЭ заменен на ПМС. Так же, как и в схеме [113], при помощи ПМС формируются комплексно-сопряжённые вихревые пучки, единственное отличие состоит в том, что для создания пары неоднородно поляризованных пучков использованы наложенные голограммы, дающие угловое разделение пучков. Недостатки у такой схемы те же, что и у схемы [113] – невозможность формирования других поляризационных состояний кроме радиальной, азимутальной и смешанной

поляризаций первого порядка. Что касается формирования нескольких выходных пучков, то схема [113] тоже производит два выходных пучка под прямым углом, а применение наложенных голограмм оправдано, лишь если требуется больше, чем два пучка.

В работе [114] предложена подобная [112] схема для генерации неоднородно-поляризованных пучков с участками эллиптических поляризаций. Разделение и формирование сопряжённых пучков также осуществляется в парных дифракционных порядках после прохождения лазерного пучка через сформированную на ПМС фазовую голограмму с косинусоидальной несущей. Далее, с помощью линзы в фокальной плоскости получают Фурье-образы пучков, каждому из которых придаются необходимые поляризации с помощью волновых пластинок. После прохождения второй линзы два пучка вновь соединяются в фокальной плоскости и производится компенсация углов распространения при помощи дифракционной решётки. Период решётки при этом должен был быть точно таким же, как и период несущей на исходной голограмме. Предложенная схема представляет собой «гибрид» схем из [113, 115].

Основными преимуществами данной схемы являются простота и компактность, а также лёгкость юстировки и малая чувствительность к вибрациям. Следует также отдельно отметить, что даже небольшие отклонения периода решётки от требуемого приводят к существенной погрешности формирования пучка. В идеале решётку тоже следовало бы формировать при помощи ПМС, но такой путь является весьма затратным. И, наконец, самым существенным недостатком как [112], так и [114] являются ограниченные возможности формирования различных типов поляризаций и различной амплитудно-фазовой структуры пучков.

Методы разделения пучков в интерферометре и их сложения могут варьироваться, например, в работе [113] разделение пучков осуществляется при помощи бинарного ДОО с несущей частотой в парных порядках дифракции, а соединяются пучки обычным, неполяризующим

светоделительным кубиком. В работе [54] разделение пучков осуществляется по фронту за счёт расположенных на определённом расстоянии друг от друга во входной плоскости Фурье-каскада двух ДОЭ, а соединение происходит после прохождения линзы в выходной плоскости Фурье-каскада на дифракционной решётке, период которой подобран так, чтобы обеспечить параллельность пучков после соединения. Возможен и смешанный вариант [115], когда два элемента расположены рядом и производят встречные пучки без линзы, за счёт несущей, а дальше в месте пересечения пучков также ставят дифракционную решётку для соединения пучков. Все перечисленные методы обладают одним общим недостатком, а именно сложной перестройкой на другие типы поляризаций, и, в случае фазовых ДОЭ, на другую длину волны. Для этого необходимо заново изготавливать 2–3 ДОЭ и юстировать схему. Кроме того, потери энергии при соединении пучков на дифракционной решётке больше, чем на кубике, и даже теоретически при использовании бинарной фазовой решётки не могут быть меньше 60 %.

По сути, из-за формирования пары пучков фактически одним ДОЭ путём использования парных дифракционных порядков, для сложения могут быть сформированы лишь комплексно-сопряжённые пучки с одинаковыми амплитудными распределениями. Преодолеть указанное ограничение можно лишь используя для формирования каждого пучка свой ДОЭ, что приводит к принципу разделения пучков по фронту волны, описанному в [57, 115].

На новом техническом уровне нет необходимости устанавливать два отдельных ДОЭ, как это было в [57, 115], поскольку площади современных ПМС позволяют разместить на них всё необходимое с нужными расстояниями между элементами. Роль двух ДОЭ с использованием ПМС могут выполнять различные его участки. Разделив эти пучки пространственно, возможно осуществлять перестройку поляризационного состояния, и при их совмещении получать векторные лазерные пучки.

#### 1.4 Получение и исследование азимутально поляризованного пучка

В диссертации предлагается оптическая система на основе интерферометра Маха-Цендера [116\*, 117\*] для генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения с использованием одного ПМС и разделением по фронту волны для формирования пучков в интерферометре. Её отличительной особенностью является также схема объединения пучков при помощи светоделительного кубика без дополнительных линз. Следует заметить, что многие ПМС предназначены для работы в первом порядке дифракции из-за довольно существенных помех, создаваемых в нулевом порядке по причине недостаточной дифракционной эффективности. Предложенная схема интерферометра позволяет легко комбинировать нужные порядки дифракции за счёт настройки. Отметим также, что объединение пучков при помощи светоделительного кубика, в отличие от дифракционной решётки, даёт два пучка равной мощности с необходимым поляризационным состоянием, причём оба могут быть использованы.

В оптической схеме детально ход лучей не показан, но за счёт наклона зеркал и светоделителей можно совмещать нужные порядки дифракции. При этом в каждом плече распространяются одновременно моды, сформированные обеими частями ПМС, но на выходе наклоны зеркал и светоделителей обеспечивают пространственное и угловое совмещение только +1 порядка от левой части ПМС и -1 порядка от правой части ПМС. Остальные порядки распространяются с таким угловым и пространственным отклонением, что они не регистрируются. Оптическая схема приведена на рисунке 1.1.

Излучение лазера с длиной волны 632,8 нм расширяется коллиматором, состоящим из микрообъектива 20×, точечной диафрагмы с отверстием 10 мкм и выходного объектива с фокусным расстоянием 1 м, таким образом, чтобы выходное излучение равномерно освещало всё рабочее пространство ПМС. Далее, после прохода ПМС формируются порядки дифракции, в которых лазерные пучки соответствуют распределениям необходимых мод.

Светоделитель разделяет падающее излучение на два плеча интерферрометра Маха–Цендера, в левом плече которого расположена пластинка  $\lambda/2$ , изменяющая поляризационное состояние. Положением зеркала 3.1 осуществляется настройка угла распространения пучка таким образом, чтобы на светоделитель СВ2 порядок +1 от левой части ПМС падал в центр. Аналогично поступаем для -1 порядка от правой части ПМС, распространяющегося в правом плече интерферрометра, добиваясь падения излучения в ту же точку кубика, куда падает и излучение от левого плеча интерферрометра. При прохождении светоделителя СВ2 излучение от правого плеча проходит, не изменяя угла, в матрицу ПЗС. Углом распространения излучения от левой части модулятора можно управлять, изменяя угол поворота светоделителя СВ2. Таким образом, на светоделителе СВ2 осуществляется сложение мод и формирование векторного пучка. Для подстройки разности фаз в одном из плеч интерферрометра в схему добавлена кварцевая пластинка  $\Phi$ . Распознавание поляризационных состояний пучка осуществлялось поляризатором  $\Pi$ , расположенным непосредственно перед ПЗС [117\*].

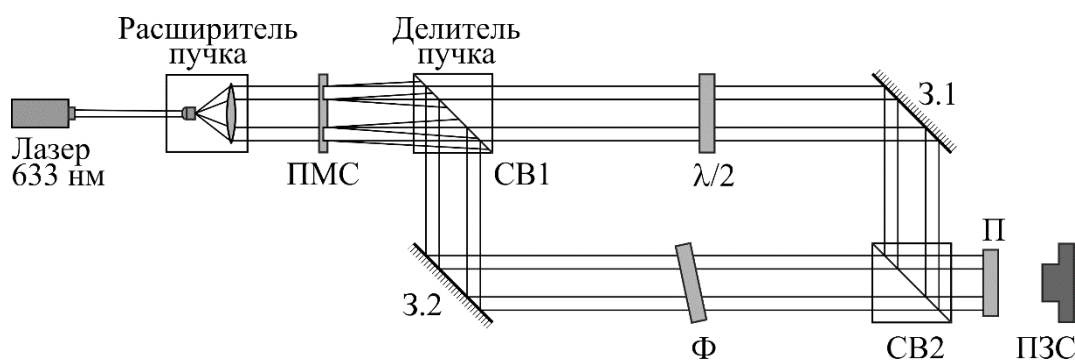


Рисунок 1.1 – Оптическая система для генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения с использованием пространственного модулятора света

Для проверки работы описанной оптической установки вначале в соответствующих секциях ПМС формировались моды Гаусса–Эрмита (0, 1) и (1, 0). Формирование осуществлялось в первом порядке дифракции путём



формирования фазового ДОЭ [118] с пилообразной несущей [119–121]. Полутонное изображение фазы показано на рисунке 1.2.

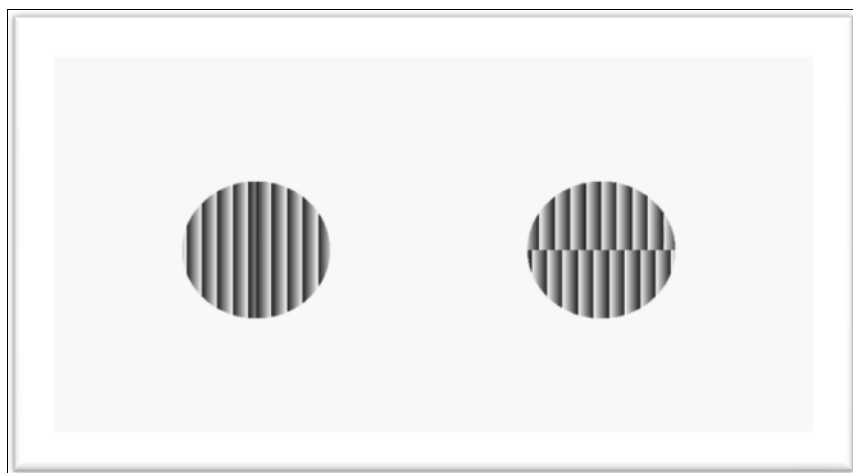


Рисунок 1.2 – Изображение фазы, выводимой на ПМС для генерации поляризационно- неоднородного лазерного излучения

На рисунке 1.3 приведено изображение распределения интенсивности на регистрирующей матрице, в начале одного из плеч интерферометра, где не произведено совмещения мод. Причём кадр ограничен таким образом, что в него попадает +1 порядок от одной половины модулятора, нулевой порядок и –1 порядок от другой половины модулятора. Видно, что разные половины модулятора формируют образы разных требуемых мод. Видно, что формируется довольно интенсивный нулевой порядок дифракции из-за присущих всем ПМС искажений передачи фазы в пределах периода несущей. Но, как известно [118], это явление не приводит к искажениям амплитудно-фазового распределения в полезном первом порядке дифракции. Изображения в выходной плоскости интерферометра, полученные при различных положениях анализатора  $\Pi$  и без него, приведены на рисунке 1.4. Хорошо видно, что светлые области кольца перпендикулярны положению оси анализатора, следовательно пучок имеет азимутальную поляризацию.

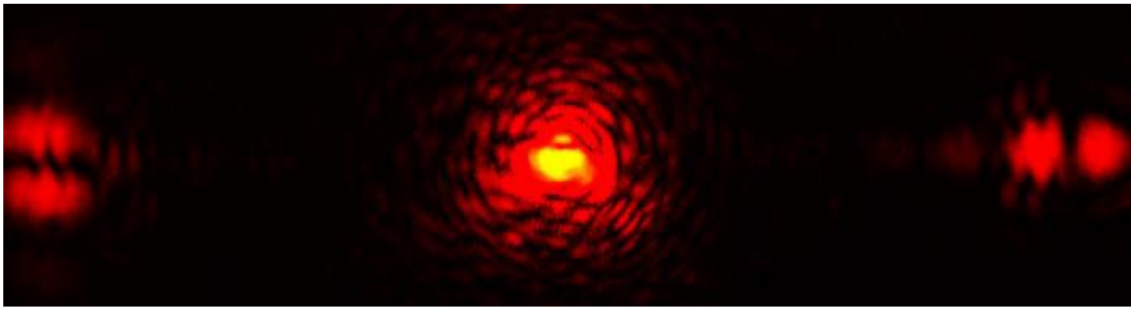


Рисунок 1.3 – Изображение в выходной плоскости сгенерированного пучка от +1 и –1 порядков

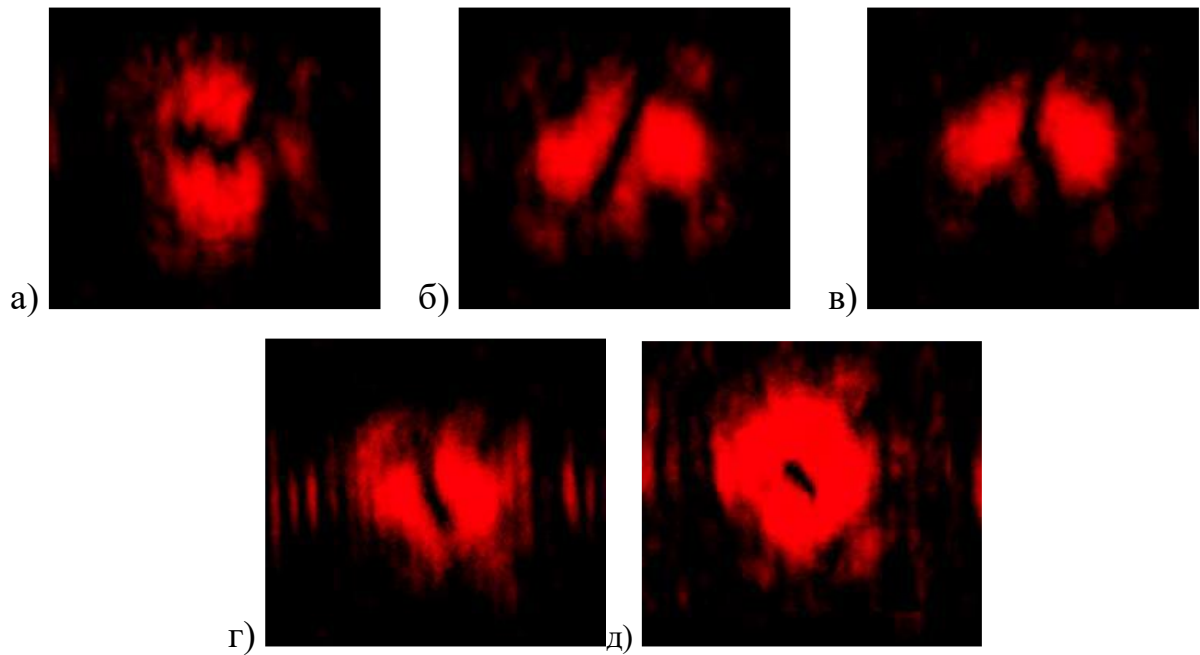


Рисунок 1.4 — Распределения интенсивности в выходном пучке в зависимости от положения оси анализатора П:  $0^\circ$  (а),  $45^\circ$  (б),  $90^\circ$  (в),  $135^\circ$  (г), изображение в отсутствие анализатора (д)

Таким образом, экспериментально исследована новая оптическая схема для формирования векторных пучков. Эксперименты показали применимость модифицированной схемы интерферометра для работы с ПМС. Показано, что такая оптическая система позволяет формировать азимутально поляризованный пучок.

## 1.5 Выводы к первой главе

1. В главе разработана и экспериментально реализована новая оптическая схема для формирования векторных пучков с использованием пространственного модулятора света (ПМС) для формирования пучков в

интерферометре и объединением пучков при помощи светоделительного кубика.

2. Применение разных участков площади пространственного модулятора света для одновременной генерации двух пространственно разнесённых заданных модовых пучков позволяет реализовать разделение пучков в плечах интерферометра по фронту волны.

3. Эксперименты показали применимость модифицированной схемы интерферометра для работы с ПМС. Показано, что такая оптическая система позволяет формировать азимутально поляризованный пучок.

4. На выходе интерферометра получается два пучка с необходимым поляризационным состоянием, причём оба пучка могут быть использованы.

## ГЛАВА 2

### СЕКТОРНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

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 [43, 122], либо плёночные поляризаторы [46]. 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 путём поворота пластинки на  $90^\circ$ . Легко также видеть, что секторные пластинки потенциально дают возможность формирования цилиндрических пучков более высоких порядков. Формирование цилиндрических пучков высокого порядка является актуальной задачей из-за практического интереса в таких областях, как уплотнённая оптическая передача данных [123–128], амплитудно-поляризационное модулирование фокальных распределений [18, 19, 129–136], формирование 3D-распределений поля в фокальной области [16, 137–142], улучшение разрешения в микроскопии [30, 143, 144] оптический захват и микроманипулирование [145–147], лазерная обработка и структурирование поверхностей [13, 148–150], создание изображений экзопланет [151, 152]. Многие приложения могут быть основаны на явлении так называемого обратного потока [28, 153], возникающего при фокусировке радиально-поляризованных пучков высокого порядка. При этом интегральный обратный поток энергии увеличивается с ростом порядка радиально поляризованного пучка [28].

Изготовление секторных поляризаторов осуществляют путем объединения треугольных поляризующих секторов в круговой элемент.

Обычно получают 4- или 8-секторные элементы, достаточные для создания неоднородно-поляризованных пучков 1–2 порядков.

## 2.1 Пленочные преобразователи и фазовые пластины

Эффективное преобразование поляризации (практически без энергетических потерь) обеспечивает лишь секторный поляризатор с полуволновыми пластинками. Для него освещающий пучок должен быть линейно поляризован. Такой элемент довольно сложно реализуется в технологическом плане, хотя использование готовых устройств достаточно простое. Основными факторами, ухудшающими качество сформированных пучков и, соответственно, усложняющими технологию реализации, являются дифракция на границах секторов. Данный фактор приводит 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 также ограниченностью числа секторов (обычно не более 8).

В технологическом плане значительно проще нарезка секторов из поляризационной пленки. Исходный пучок для преобразования таким элементом должен иметь круговую поляризацию, поскольку поляризационная пленка не поворачивает плоскость поляризации, а лишь пропускает компоненту в соответствие с направлением своей поляризационной оси. Покажем, что меняется при этом в сформированном пучке.

Используя соотношение векторов в декартовых и полярных координатах

$$\begin{pmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \phi & -\sin \phi \\ \sin \phi & \cos \phi \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{e}_r \\ \mathbf{e}_\phi \end{pmatrix}, \quad (2.1)$$

можно показать, что поле с круговой поляризацией можно записать в виде спирального фазового поля со смешанной радиальной и азимутальной поляризациями:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y &= (\cos\phi\mathbf{e}_r - \sin\phi\mathbf{e}_\phi) \pm (\sin\phi\mathbf{e}_r + \cos\phi\mathbf{e}_\phi) = \\ &= \exp(\pm i\phi)(\mathbf{e}_r + i\mathbf{e}_\phi). \end{aligned} \quad (2.2)$$

При ориентации поляризационных осей секторов по радиусам секторная пластинка, изготовленная из поляризационной плёнки, пропускает только радиальную компоненту. Таким образом, как видно из (2.2), результирующий пучок имеет радиальную поляризацию со спиральным фазовым фронтом  $\exp(\pm i\phi)$ . Следует отметить, что наличие секторов приводит к дискретной картине, но все вышеприведенные соотношения всё равно действуют с учётом дискретизации. Получается так называемая «псевдорadiaльная» поляризация с дополнительной вихревой фазой, которая в ряде случаев является нежелательной.

Для компенсации вихревой фазы предлагается осуществлять дополнительное преобразование фазы [154\*, 155\*] при помощи фазовых пластинок, сложенных вместе с секторной пластинкой из поляризационной пленки. Это несколько усложняет конструкцию секторного поляризационного преобразователя, но имеет и положительный эффект, поскольку увеличивается число степеней свободы для формирования различных поляризаций высоких порядков путём простой смены взаимного углового положения секторных поляризационной и фазовой пластин.

Предлагаемые секторные сэндвич-структуры [154\*, 155\*] расширяют функциональные возможности преобразователей поляризации и делают их управляемыми (количество секторов и их положение может варьироваться) и недорогими (поляризационные плёнки недорогие и доступные, бинарные фазовые пластины легко изготовить). Технологически это легко осуществимо, поскольку сектора поляризационной плёнки и фазовая пластина (*phase-shifter*) исполнены в виде отдельных пластин. В диссертации рассматривается несколько вариантов таких преобразований.

В данной главе рассматривается разработка, компьютерное моделирование и экспериментальное исследование оптических элементов на

основе секторных пластин, состоящих из поляризационных пластин сложенных вместе с фазовыми пластинами для формирования цилиндрических поляризаций первого и второго порядка.

## 2.2 Компьютерное моделирование прохождения лазерного излучения через секторные сэндвич-структуры

В данном разделе проведено моделирование в приближении тонких оптических элементов и моделирование с использованием метода конечных элементов.

### 2.2.1 Моделирование в приближении тонких оптических элементов

При моделировании действия секторных поляризаторов, собранных из поляризационных плёнок в приближении тонких оптических элементов, использовалось следующее выражение для идеальных линейных поляризаторов:

$$\begin{pmatrix} E_x(x, y) \\ E_y(x, y) \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_{0x}(x, y) \\ E_{0y}(x, y) \end{pmatrix}, \quad (2.3)$$

где  $\begin{pmatrix} E_{0x}(x, y) \\ E_{0y}(x, y) \end{pmatrix}$  и  $\begin{pmatrix} E_x(x, y) \\ E_y(x, y) \end{pmatrix}$  – вектора поперечных электрических компонент исходного и преобразованного поля соответственно,  $\theta$  – угол ориентации поляризатора к оси  $x$ .

Для постоянного поля с круговой поляризацией с учётом нормировки поляризационных коэффициентов входное поле выражается значением:

$$\left(1/\sqrt{2}\right) (1, i)^T.$$

С учётом этого выражение (2.3) можно переписать следующим образом:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} E_x(x, y) \\ E_y(x, y) \end{pmatrix} &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos^2 \theta + i \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta + i \sin^2 \theta \end{pmatrix} = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \theta (\cos \theta + i \sin \theta) \\ \sin \theta (\cos \theta + i \sin \theta) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{pmatrix} \exp(i \theta). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Результаты моделирования для некоторых поляризационных секторных пластинок, а также поляризационных пластинок, сложенных с фазовыми секторными пластинками, приведены далее. В таблице 2.1 приведены структуры и обозначения неоднородных поляризаций первого и второго порядков. Очевидно, если расположить секторные плёнки вдоль радиальных линий (что соответствует первой строке в таблице 2.1 – тип P1r), то в результате получим радиальную поляризацию первого порядка с фазовым вихрем первого порядка

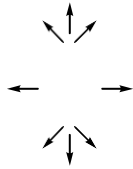
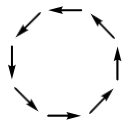
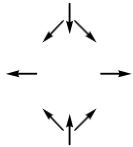
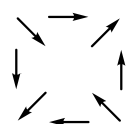
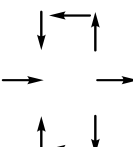
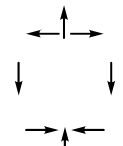
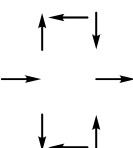
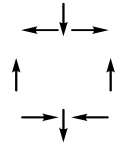
$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \cos^2 \theta + i \cos \theta \sin \theta \\ \cos \theta \sin \theta + i \sin^2 \theta \end{pmatrix} &= \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \end{pmatrix} + i \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} - i \begin{pmatrix} -\sin 2\theta \\ \cos 2\theta \end{pmatrix} \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \cos 2\theta \\ \sin 2\theta \end{pmatrix} - i \begin{pmatrix} -\sin 2\theta \\ \cos 2\theta \end{pmatrix} \right] = \frac{1}{2} \left[ \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \exp(i2\theta) \right]. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Восьмисекторная поляризационная пластинка типа «радиальная поляризация 1-го порядка» при освещении пучком с круговой поляризацией будет выделять в различных секторах различное направление в соответствии с (2.4). В частности,

$$\begin{pmatrix} E_x(x, y) \\ E_y(x, y) \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{cases} (1, 0)^T, \theta = 0, \\ \frac{(1+i)(1, 1)^T}{2}, \theta = 45^\circ, \\ i(0, 1)^T, \theta = 90^\circ, \\ \frac{(1-i)(-1, 1)^T}{2}, \theta = 135^\circ, \\ (1, 0)^T, \theta = 180^\circ, \\ \frac{(1+i)(1, 1)^T}{2}, \theta = 225^\circ, \\ i(0, 1)^T, \theta = 270^\circ, \\ \frac{(1-i)(-1, 1)^T}{2}, \theta = 315^\circ. \end{cases} \quad (2.6)$$



Таблица 2.1 – Структура и обозначения неоднородных поляризаций первого и второго порядков

Обозначение	Вектор Джонса в декартовом пространстве	Взаимосвязь между $\psi$ и $\varphi$	Поляризационная структура
P1r	$\begin{pmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{pmatrix}$	$\psi = \varphi$	
P1a	$\begin{pmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}$	$\psi = \varphi + 90^\circ$	
N1r	$\begin{pmatrix} \cos \varphi \\ -\sin \varphi \end{pmatrix}$	$\psi = -\varphi$	
N1a	$\begin{pmatrix} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{pmatrix}$	$\psi = -\varphi + 90^\circ$	
P2r	$\begin{pmatrix} \cos 2\varphi \\ \sin 2\varphi \end{pmatrix}$	$\psi = 2\varphi$	
P2a	$\begin{pmatrix} -\sin 2\varphi \\ \cos 2\varphi \end{pmatrix}$	$\psi = 2\varphi + 90^\circ$	
N2r	$\begin{pmatrix} \cos 2\varphi \\ -\sin 2\varphi \end{pmatrix}$	$\psi = -2\varphi$	
N2a	$\begin{pmatrix} \sin 2\varphi \\ \cos 2\varphi \end{pmatrix}$	$\psi = -2\varphi + 90^\circ$	

Известны возможности анализа цилиндрических поляризационных состояний с использованием дифракционных решёток [156–158] и многоканальных ДОЭ [159, 160].

Для распознавания поляризационных распределений использовался многоканальный бинарный фазовый вихревой пространственный фильтр, согласованный с угловыми гармониками первых трёх порядков (рисунок 2.1). Пусть пространственный фильтр освещается лазерным источником света с Гауссовым распределением интенсивности и круговой поляризацией (рисунок 2.1а). Фазовая функция фильтра показана на рисунке 2.1б. Таким фильтром формируется набор вихревых пучков с порядками от +1 до +3 в дифракционных порядках в одной полуплоскости и соответствующих им вихревых пучков порядков от –1 до –3, расположенных симметрично в другой полуплоскости в диаметрально противоположных дифракционных порядках. На рисунке 2.1в показано распределение интенсивности в фокусе линзы, где виден набор колец разных диаметров в дифракционных порядках, соответствующих вихревым фазам различных порядков. Нулевая освещенность в центрах колец указывает на отсутствие во входном пучке вихревых составляющих. При наличии вихревой составляющей в Гауссовом пучке в соответствие с принципом согласованной фильтрации будет происходить компенсация фазы для вихрей соответствующих порядков и формирование корреляционных пиков в центрах дифракционных порядков за счет фокусировки линзой образующихся локально плоских волновых фронтов.

Наличие нескольких корреляционных пиков может указывать на вихревую сингулярность с дробным значением порядка, лежащим между номерами корреляционных пиков.

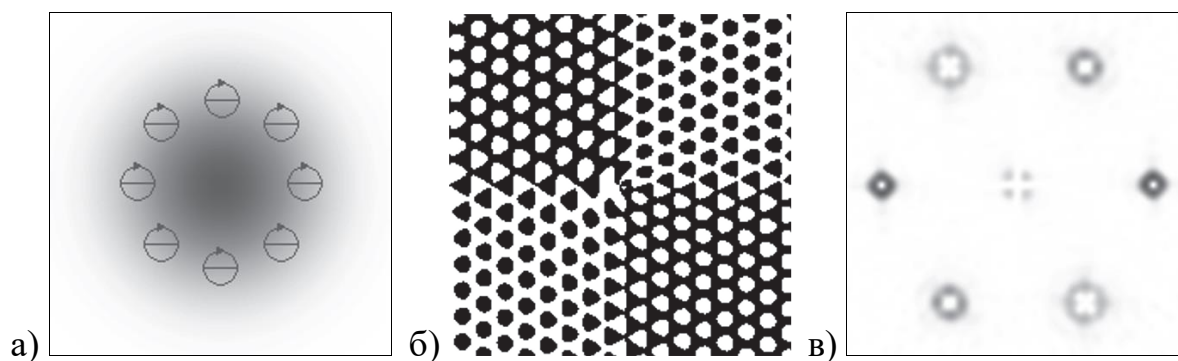


Рисунок 2.1 – Анализ Гауссова пучка с круговой поляризацией (а) многоканальным вихревым фильтром (б); распределение интенсивности в фокальной плоскости (в)

Используя аналогичный принцип, проведём моделирование работы оптической системы, состоящей из лазерного источника света, 8-секторной пластинки (рисунок 2.2а) для формирования поля типа  $P_{1r}$ , фазовой пластинки и линзы. Для анализа влияния на поляризационные состояния фазовой пластинки также используем многоканальный ДОЭ, описанный нами ранее.

Относительное расположение 2-секторной фазовой пластинки и 8-секторной поляризационной плёнки показано на рисунке 2.2г. Как видно, использование секторной поляризационной плёнки позволяет сформировать радиальную поляризацию только на периферии сфокусированного поля (рисунок 2.2б), а в центре сохраняется круговая поляризация. Размеры этой центральной зоны (рисунки 2.2б, 2.2д) связаны с дифракционным пределом фокусирующей оптики и при острой фокусировке весьма малы.

Анализ поля с помощью многоканального вихревого фильтра показывает наличие вихревой сингулярности 2-го порядка (рисунок 2.2в), которая возникает из-за спин-орбитального взаимодействия [42, 47, 48, 162–165]. Дополнение секторной поляризационной плёнки 2-секторной фазовой пластинкой (рисунок 2.2г), которая фактически соответствует угловой косинусной функции первого порядка [166, 167], позволяет компенсировать вихревую сингулярность 2-го порядка и получить частично радиально поляризованное поле (рисунок 2.2д).

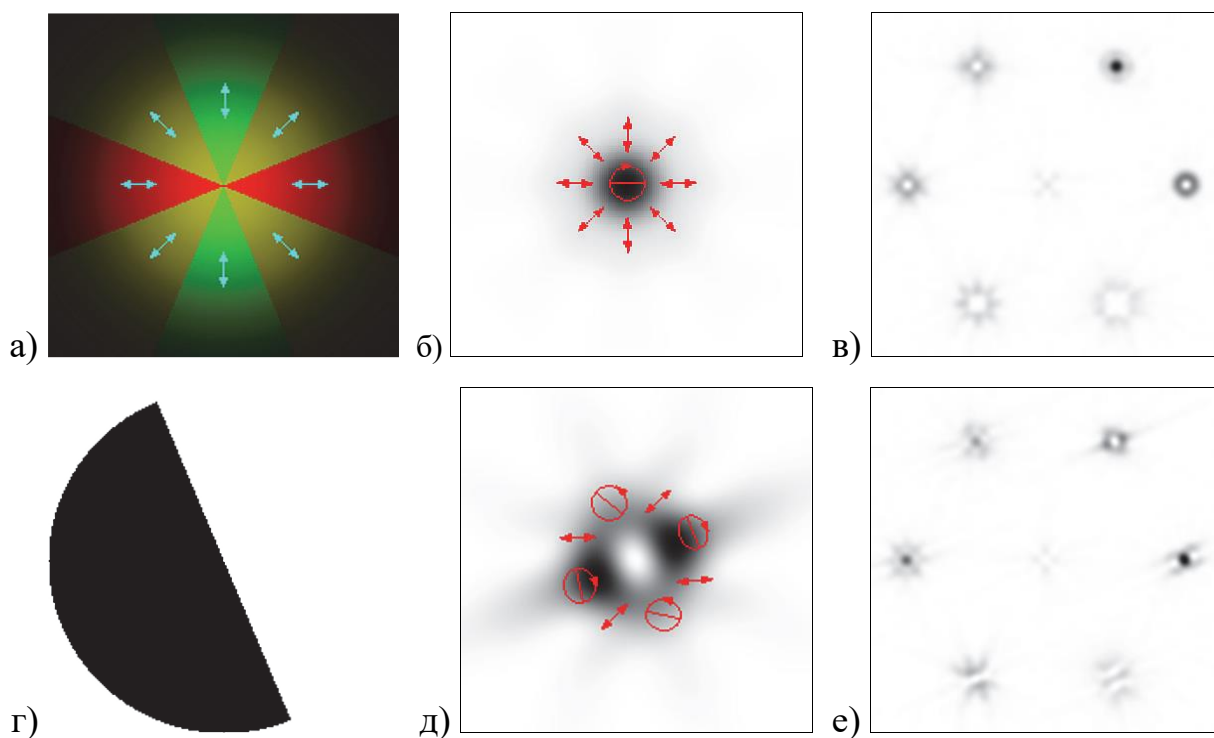


Рисунок 2.2 – Поляризационное преобразование Гауссова пучка с круговой поляризацией при прохождении 8-секторной поляризационной пленки (верхняя строка), дополненной фазовой пластинкой (нижняя строка): схема расположения секторов поляризационной пленки (X-компонента – красный цвет, Y-компонента – зеленый цвет) (а) и 2-секторной фазовой пластинки (г), сфокусированное распределение интенсивности (б, д), распределение интенсивности в фокальной плоскости при наличии многоканального вихревого фильтра (в, е)

Используя описанный нами подход по анализу работы оптической системы с секторной пластинкой, рассмотрим работу 8-секторной пластинки для формирования поля типа «азимутальная поляризация 2 порядка». На рисунке 2.3 показано формирование и анализ поля типа «азимутальная поляризация 2-го порядка» на основе поляризационного преобразования Гауссова пучка с круговой поляризацией при прохождении 8-секторной поляризационной пленки, дополненной 4-секторной фазовой пластинкой. Как видно, использование 8-секторной поляризационной пленки с другим расположением секторов (рисунок 2.3а) позволяет сформировать поле с азимутальной поляризацией 2-го порядка на периферии и круговой поляризацией в центре (рисунок 2.3б).

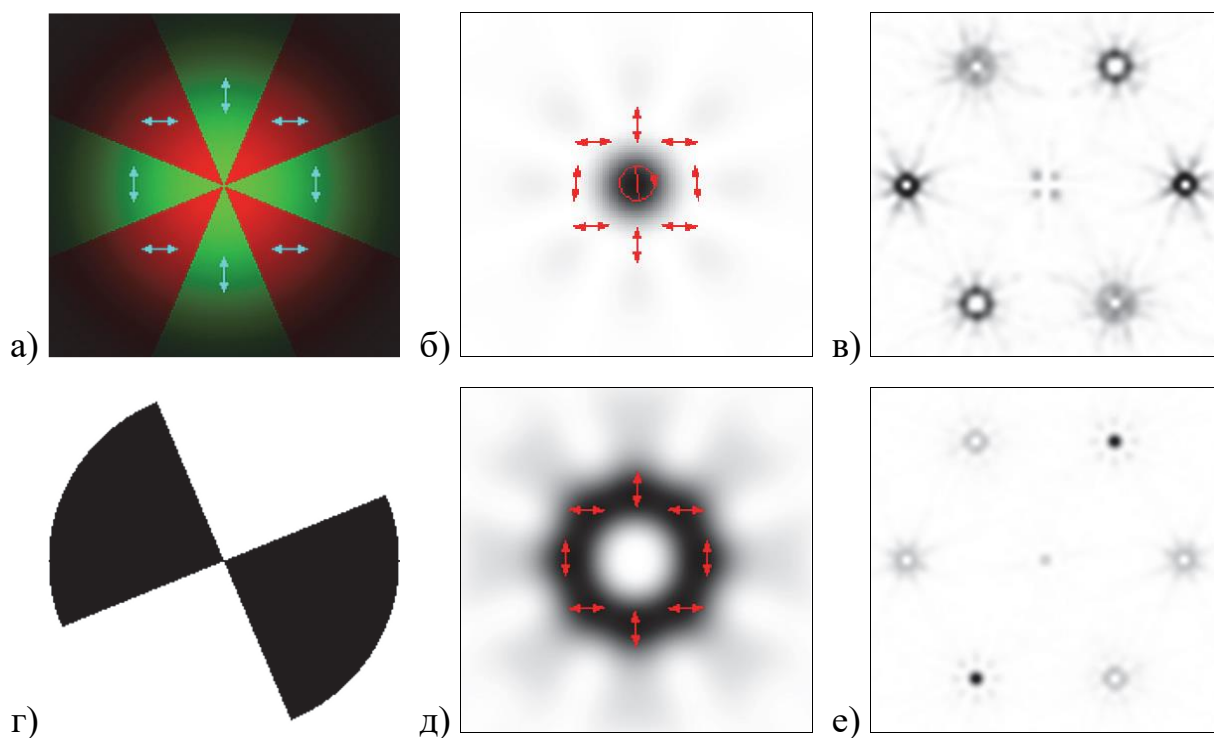


Рисунок 2.3 – Поляризационное преобразование Гауссова пучка с круговой поляризацией при прохождении 8-секторной поляризационной плёнки (верхняя строка), дополненной фазовой пластинкой (нижняя строка): схема расположения секторов поляризационной плёнки (X- компонента – красный цвет, Y-компонента – зелёный цвет) (а) и 4-секторной фазовой пластинки (г), сфокусированное распределение интенсивности (б, д), распределение интенсивности в фокальной плоскости при наличии многоканального вихревого фильтра (в, е)

Анализ поля с помощью многоканального вихревого фильтра показывает отсутствие вихревых сингулярностей, которые принципиально должны быть у цилиндрически поляризованных пучков. Поэтому для внесения их использовалась 4-секторная фазовая пластинка (рисунок 2.3д), которая фактически соответствует угловой синусной функции второго порядка [166, 167].

В результате удалось получить азимутально поляризованное поле хорошего качества (рисунок 2.3д), что и подтверждает анализ с помощью многоканального вихревого фильтра (рисунок 2.3е), где наилучшим образом выделяются корреляционные пики, соответствующие второму порядку.

## 2.2.2 Моделирование с использованием метода конечных элементов

В данном подразделе продолжено проведено моделирование фокусировки пучков, сформированных секторными сэндвич-структурами с использованием метода конечных элементов, для чего используется программное обеспечение пакета Comsol.

Пусть на секторную пластинку падает лазерный пучок с круговой поляризацией, оптические оси пучка и пластинки совпадают и направлены вдоль оси  $z$ . Общий вид 8- секторной пластинки представлен на рисунке 2.4.

Секторная пластинка состоит из 8 секторов, выполненных из дихроичного материала. Рассматриваемый материал пропускает электромагнитную волну с линейно поляризованным электрическим вектором, ориентированным вдоль одной выделенной оси. Все остальные волны поглощаются. В простейшем случае данный материал можно описать следующим образом. Если требуется, чтобы пластинка, выполненная из данного материала, пропускала поляризацию вдоль оси  $x$ , тогда тензор диэлектрической проницаемости материала должен иметь вид:

$$\varepsilon = \begin{pmatrix} 2,7556 & 0 & 0 \\ 0 & 2,7556 + 16i & 0 \\ 0 & 0 & 2,7556 \end{pmatrix}. \quad (2.7)$$

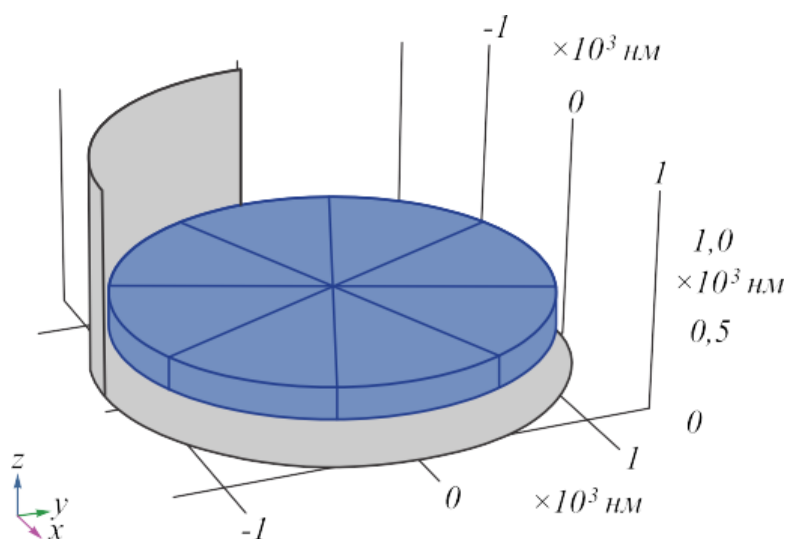


Рисунок 2.4 – Модель 8-секторной дихроичной пластинки в системе моделирования Comsol

В матрице (2.7) на позиции (2,2) член имеет мнимую часть, что говорит о том, что составляющая электрического вектора вдоль оси  $y$  затухает в материале. Для того чтобы на выходе формировался пучок с радиальной поляризацией, каждый сектор должен быть ориентирован таким образом, чтобы пропускать поляризацию, ориентированную по радиусу.

Таким образом, в каждом из восьми секторов тензор диэлектрической проницаемости (2.7) должен быть повернут на угол, соответствующий пропусканию волны, поляризованной вдоль радиуса. Если секторов 8, то угол поворота должен быть равен:

$$\varphi = \frac{2\pi}{8}l = \frac{\pi}{4}l, \quad (2.8)$$

где  $l$  – номер сектора.

Тогда тензор диэлектрической проницаемости  $l$ -го сектора будет иметь вид:

$$\varepsilon_l = R_\varphi \varepsilon R_{-\varphi}, \quad (2.9)$$

где  $R_\varphi$ ,  $R_{-\varphi}$  – матрицы, поворачивающие систему координат на угол  $\varphi$ .

В итоге имеем:

$$\varepsilon_l = \begin{pmatrix} 2,7556 + 16i \cdot \sin^2\left(\frac{\pi l}{4}\right) & -16i \cdot \sin\left(\frac{\pi l}{4}\right)\cos\left(\frac{\pi l}{4}\right) & 0 \\ -16i \cdot \sin\left(\frac{\pi l}{4}\right)\cos\left(\frac{\pi l}{4}\right) & 2,7556 + 16i \cdot \cos^2\left(\frac{\pi l}{4}\right) & 0 \\ 0 & 0 & 2,7556 \end{pmatrix}. \quad (2.10)$$

Данное выражение для тензора диэлектрической проницаемости и использовалось при моделировании в программном пакете Comsol. В качестве исходных параметров моделирования были выбраны: толщина пластинки – 200 нм; длина волны составляла 633 нм; диаметр пластинки

равен 1066 нм; диаметр расчётной области –  $4\lambda$ ; высота расчётной области –  $3\lambda$ .

Результаты моделирования работы элемента представлены на рисунке 2.5. Луч с круговой поляризацией проходит через элемент и теряет одну из компонент вектора Джонса из-за дихроичного поглощения. Согласно формулам (2.2, 2.4) при освещении секторной пластинки круговой поляризацией формируется вихревой радиально-поляризованный пучок. Картины распределения электромагнитного поля пучка после прохождения секторной пластинки показаны на рисунке 2.5. Картины распределения электромагнитного поля пучка после прохождения секторной пластинки с добавлением вихревой фазы показаны на рисунке 2.6. Чёрные стрелочки показывают направление вектора электрического поля.

Рассмотрим прохождение радиально поляризованного вихревого пучка с фокусирующей фазой ( $NA = 0,5$ ) через дихроичную секторную пластинку. Картины распределения электромагнитного поля и отдельных компонент показаны на рисунке 2.7.

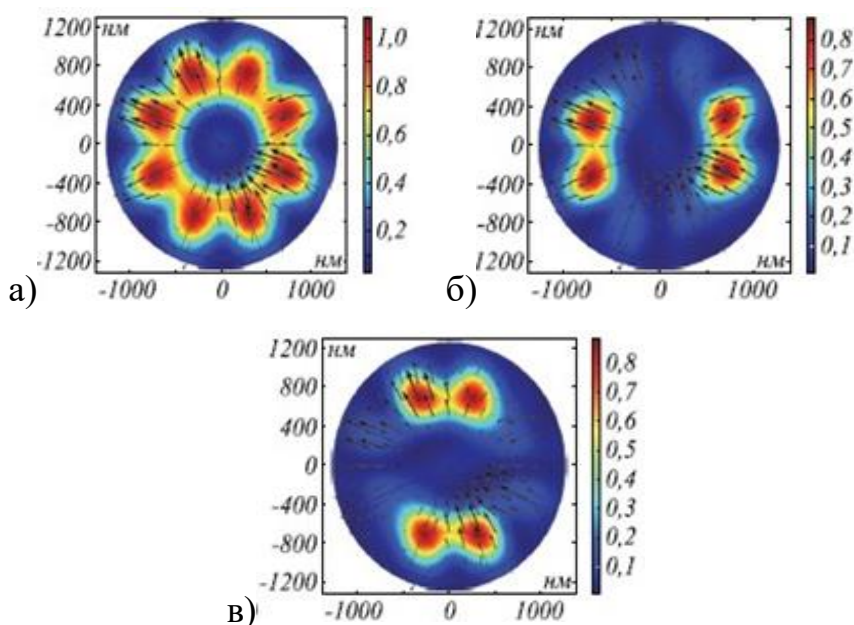


Рисунок 2.5 – Формирование радиально-поляризованного пучка с вихрем при освещении секторной пластинки пучком с круговой поляризацией:  
а) при отсутствии анализатора, б) при положении анализатора  $90^\circ$ ,  
в) при положении анализатора  $0^\circ$



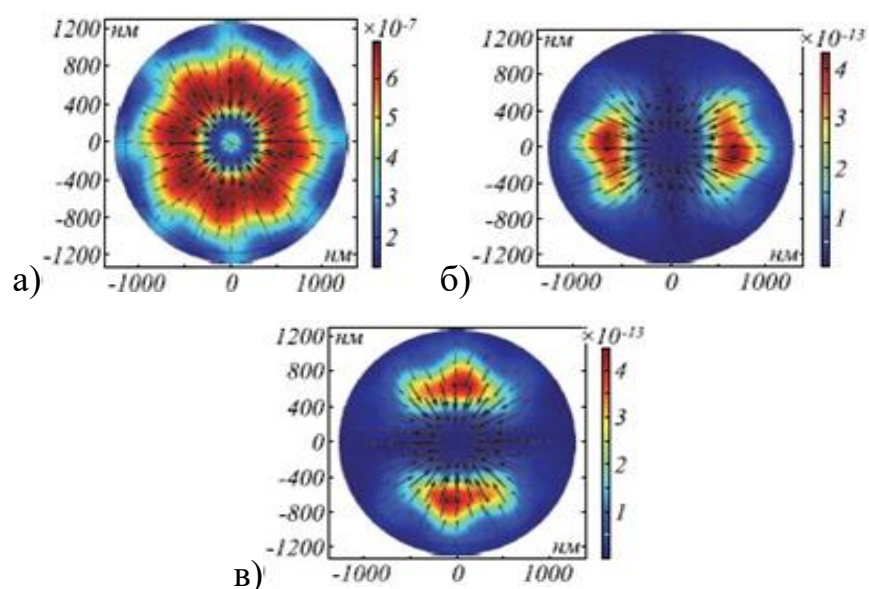


Рисунок 2.6 – Формирование радиально поляризованного пучка с плоским волновым фронтом при освещении секторной пластинки пучком с круговой поляризацией и вихревой фазой порядка  $-1$ : а) при отсутствии анализатора, б) при положении анализатора  $90^\circ$ , в) при положении анализатора  $0^\circ$

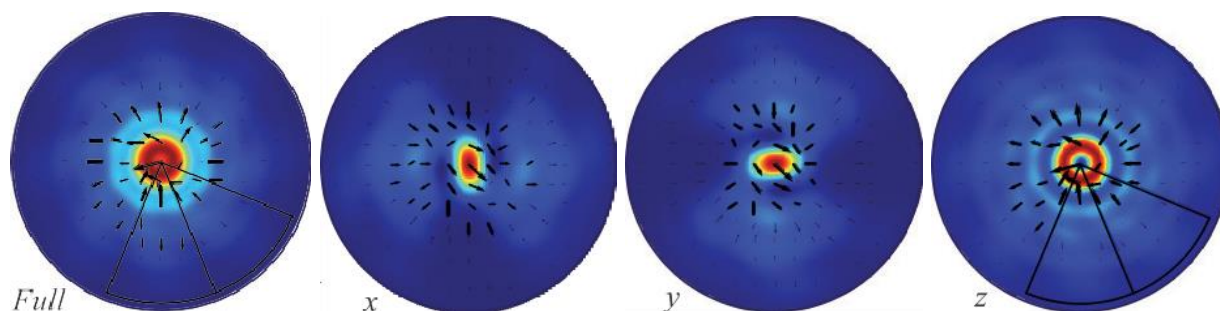


Рисунок 2.7 – Формирование сфокусированного радиально поляризованного пучка при освещении секторной пластинки пучком с круговой поляризацией, вихревой фазой порядка  $-1$ , также в фазу добавлена фокусирующая ( $NA = 0,5$ )

Как видно, результаты моделирования сэндвич-структуры на основе 8-секторной пластинки и фазовой пластинки методом конечных элементов (рисунки 2.5, 2.6) дают возможность оценить в отсутствии фокусировки размер центрального минимума интенсивности, в котором необходимое поляризационное состояние не формируется. По всей видимости, диаметр этой области близок к удвоенной толщине пластинки. При наличии фокусировки, как ранее и отмечалось, этот диаметр связан с дифракционным пределом разрешения (рисунки 2.2, 2.3, 2.7). И моделирование в приближении тонких элементов, и в электромагнитном приближении

показывают хорошее сходство картин поляризованного состояния пучка как в случае с фокусировкой, так и в её отсутствие.

### 2.3 Экспериментальная реализация секторных пластинок

Для экспериментального подтверждения результатов формирования цилиндрических векторных пучков высокого порядка с использованием секторных многослойных сэндвич структур была реализована экспериментальная оптическая установка, изображенная на рисунке 2.8.

Оптическая установка содержит He-Ne лазер, четвертьволновую пластинку  $\lambda/4$ , расширитель пучка в виде  $20\times$  микрообъектива, точечной диафрагмы РН и линзы Л1, поляризационную пластинку ПП, которая может представлять собой соответствующую секторную поляризационную пластинку, сложенную при необходимости с фазовой пластинкой, многоканальный вихревой пространственный фильтр ВФ, Фурье-преобразующую линзу Л2, поляризатор-анализатор (устанавливается при необходимости) и ПЗС-камеру CCD [155\*].

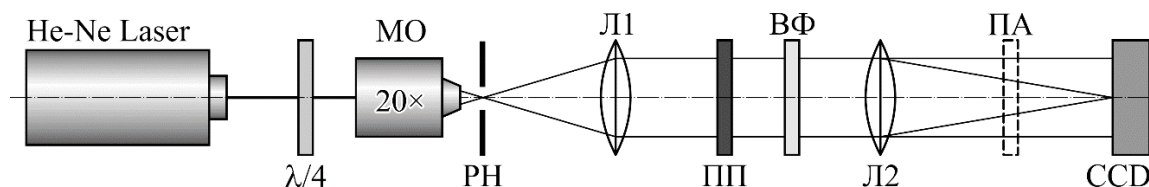


Рисунок 2.8 – Экспериментальная оптическая установка:  
HeNe – лазер ( $\lambda = 633$  нм), МО – микрообъектив ( $NA = 0,1$ ),  
РН – пинхол (размер апертуры 10 мкм), Л1, Л2 – коллимирующая  
и фокусирующая линзы соответственно с фокусным  
расстоянием 250 и 600 мм, ПП – поляризационная пластинка,  
ВФ – многоканальный вихревой пространственный фильтр-анализатор,  
ПА – поляризатор-анализатор, CCD – регистрирующая видеокамера

Четвертьволновая пластинка ( $\lambda/4$ ) использовалась для преобразования исходной линейной поляризации в круговую. Преобразованный пучок через оптическую систему расширителя пучка направлялся на поляризационную пластинку и далее на многоканальный вихревой фильтр. Лазерный пучок,

прошедший через фильтр, фокусировался с помощью линзы с фокусным расстоянием 600 мм на видеокамеру CCD.

Пластины состояли из вырезанных на плоттере секторов с необходимым направлением осей поляризации, которые затем собирались на стеклянной подложке. Как следует из результатов моделирования, секторные пластины использовались в сочетании с фазовыми пластинами, имеющими фазосдвигающие области в виде полуплоскости и в виде квадрантов. Для травления таких пластин на кварцевых подложках использовались фотошаблоны, изготовленные с помощью круговой лазерной записывающей системы CLWS-200S.

На первом этапе эксперимента проверялась ориентация осей поляризации секторов. Для демонстрации работы секторов поляризационной секторной пластинки из оптической схемы удалялись: пространственный фильтр ВФ и фокусирующая линза Л2 и устанавливался поляризатор-анализатор ПА. При этом видеокамера CCD и поляризатор-анализатор ПА располагались в плоскости приближенной к плоскости восьмисекторной поляризационной пластины. При этом получим на ПЗС-камере распределение излучения, прошедшее сквозь сектора, и при анализе состояния поляризации поворачиванием на различные углы поляризатора, установленного в схему, можно отметить поочерёдное «переключение» интенсивности в областях экрана, соответствующих определённым секторам секторной пластинки. Данные распределения приведены на рисунке 2.9.

На рисунке 2.9 можно отметить, что положение осей секторов пластинки полностью соответствует положению осей, указанных в таблице 2.1 для формирования азимутальных и радиальных пучков, а также рисункам 2.2 и 2.3.

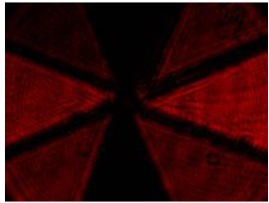
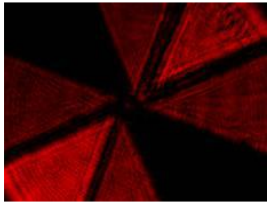
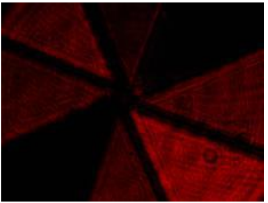
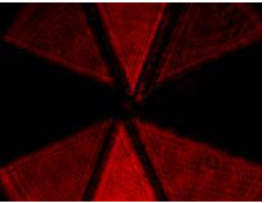
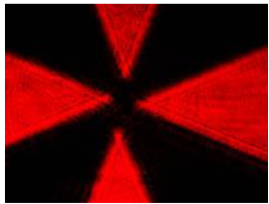

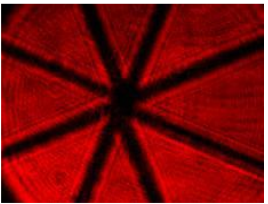
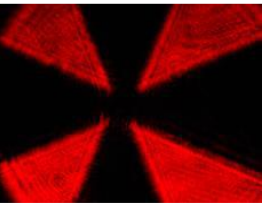
Положения оси	0°	-45°	45°	90°
Элемент Pr1				
Элемент Pa2				

Рисунок 2.9 – Распределения интенсивности, сформированные секторными пластинками, при различных положениях анализатора

На рисунке 2.10 показаны результаты моделирования действия многоканального фильтра на распределение интенсивности в фокальной плоскости для гауссова пучка с круговой поляризацией в случае использования шестиканального фильтра. Видно, что при отсутствии фазовой пластинки в фокусе пучка наблюдается максимум, а центры всех порядков дифракции имеют нулевую интенсивность. При наличии фазовой пластинки в центре фокальной плоскости появляется минимум, а в  $\pm 1$  порядках дифракции максимумы. Это значит, что бинарно-фазовая пластинка формирует пару сопряженных вихрей  $\pm 1$  порядков, что вполне ожидаемо [159].

В эксперименте вначале исследовалось распределение интенсивности в фокусе линзы для полученных с помощью сэндвич структур пучков. Для этого в оптической системе эксперимента (рисунок 2.8) в качестве поляризационных пластин ПП устанавливаются секторные поляризационные пластины с соответствующими фазовыми пластинами, а многоканальный вихревой анализатор ВФ не устанавливаются. Распределения интенсивности, полученные с использованием восьмисекторных поляризационных пластин “Pr1” и “Pa2” и двухсекторной или четырёхсекторной фазовой пластинки, показаны на рисунках 2.11(б), 2.12(б). Для сравнения приведены соответствующие результаты моделирования.

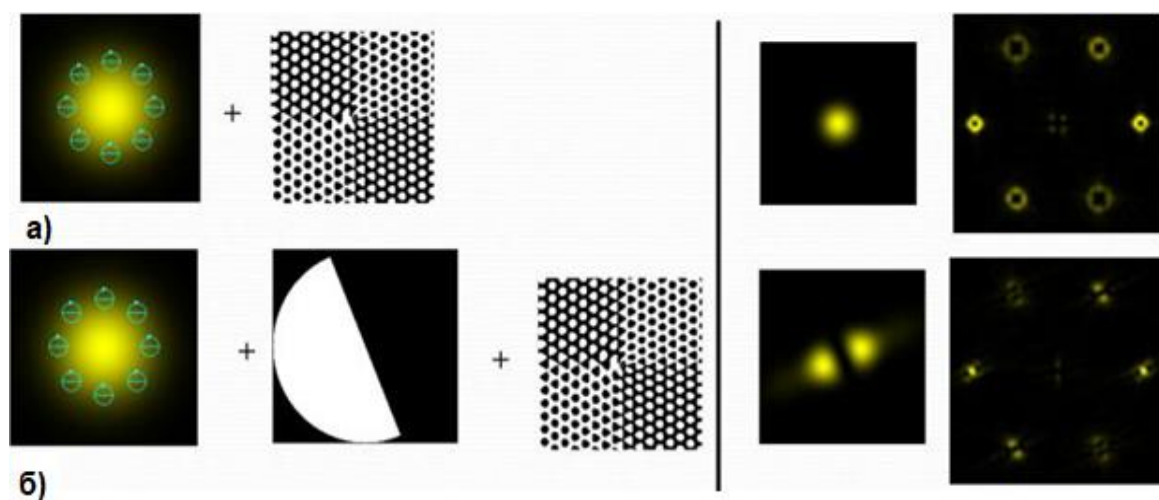


Рисунок 2.10 – Моделирование действия многоканального фильтра на гауссов пучок с круговой поляризацией при отсутствии (а) и наличии (б) фазовой пластинки: справа в левой колонке фокальное распределение гауссова пучка без фильтра, в правой колонке с шестиканальным фильтром

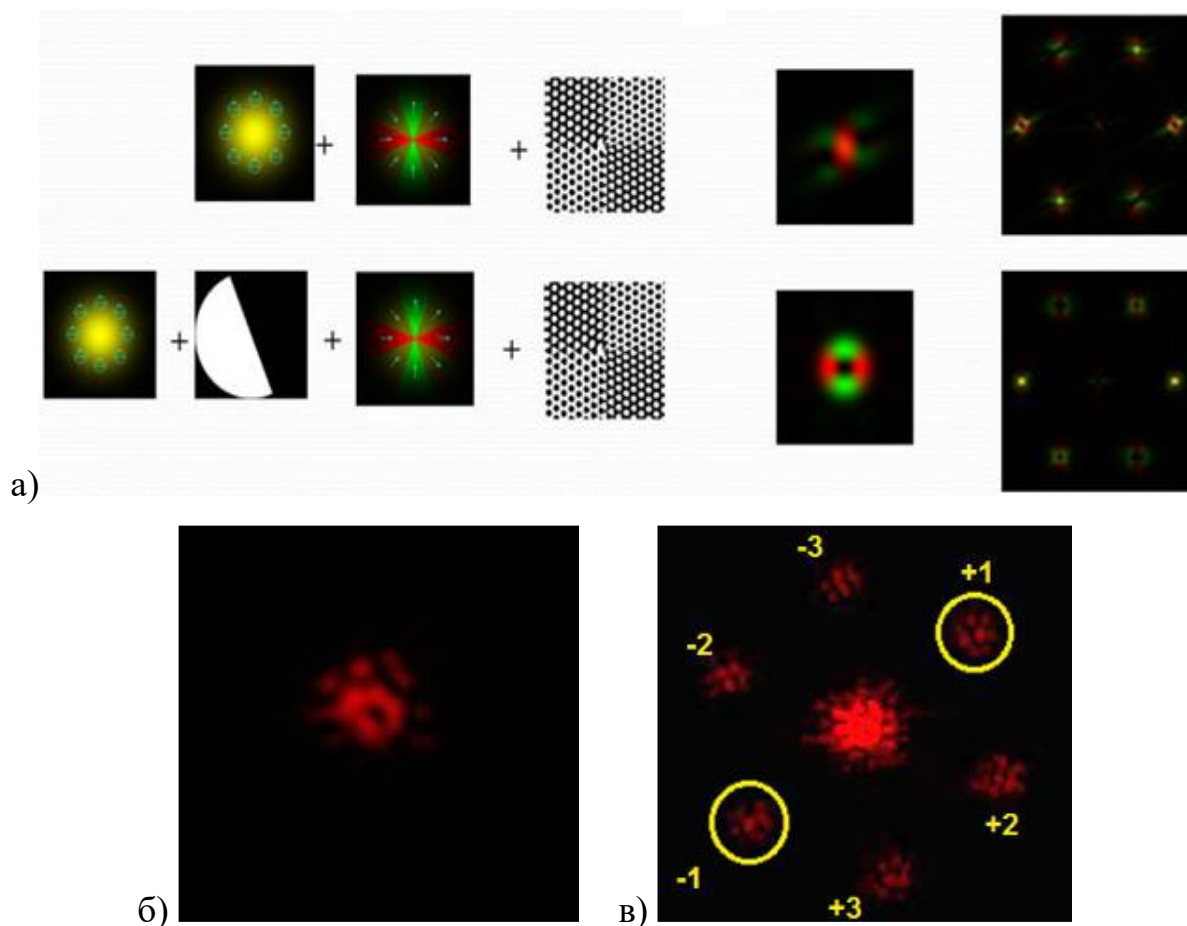


Рисунок 2.11 – Формирование цилиндрических векторных пучков высокого порядка с помощью комбинации восьмисекторной поляризационной пластины “Pr1” и двухсекторной фазовой пластины: распределение интенсивности в фокусе линзы по результатам моделирования (а), в фокусе без использования шестиканального фильтра (б) и с использованием шестиканального фильтра (в)

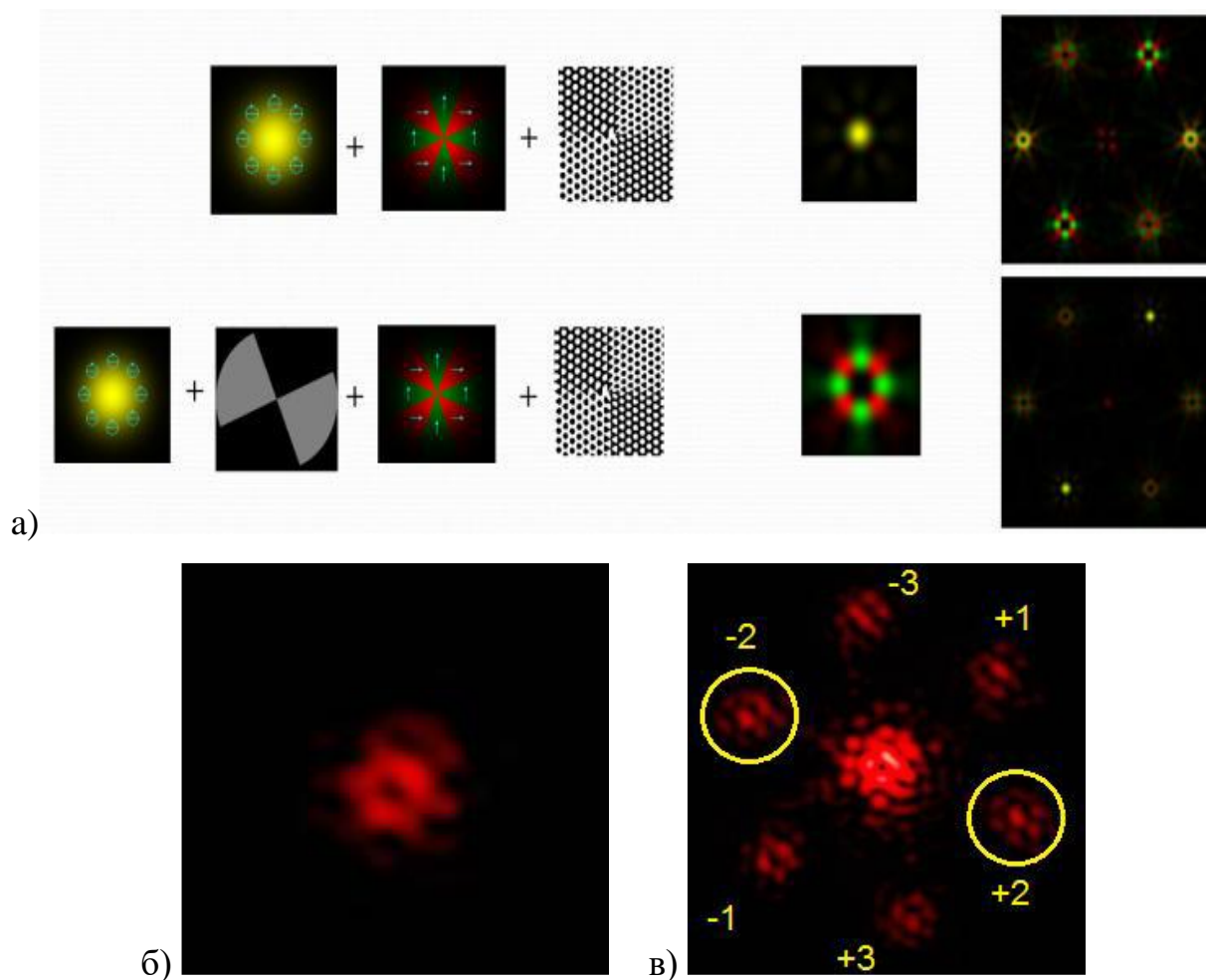


Рисунок 2.12 – Формирование цилиндрических векторных пучков высокого порядка с помощью комбинации восьмисекторной поляризационной пластины “Pa2” и двухсекторной фазовой пластины: распределение интенсивности в фокусе линзы по результатам моделирования (а), в фокусе без использования шестиканального фильтра (б) и с использованием шестиканального фильтра (в)

И, наконец, исследование распределений поля после поляризационной пластины “Pr1” и двухсекторной фазовой пластины (рисунок 2.11в), а также поляризационной пластины “Pa2” и четырехсекторной фазовой пластинки (рисунок 2.12в) при помощи вихревого фильтра ВФ четко указывает на наличие оптических вихрей порядков  $m = \pm 1$  и  $m = \pm 2$ , что согласуется с результатами моделирования (рисунок 2.11а, 2.12а). Расположение дифракционных порядков в фокальной плоскости для шестиканального фильтра в эксперименте несколько отличается от моделирования, поэтому на рисунке они пронумерованы. Значения экспериментально полученных значений интенсивности в центрах выделенных порядков дифракции не

менее чем в 3 раза превосходят значения интенсивности в центрах остальных порядков. Относительно небольшое отношение сигнал/шум в данном случае объясняется несовершенством сэндвич структур, которые помимо полезных, формируют и паразитные поляризационно-фазовые распределения.

Таким образом, в работе было проведено моделирование как фокусировки пучков, сформированных секторными сэндвич-структурами, так и их взаимодействия с корреляционным фильтром. Моделирование проведено как в приближении тонкого элемента, так и в трёхмерном векторном виде на основе численного решения уравнений Максвелла, реализованного в программном пакете Comsol. Последняя модель учитывает характер распространения излучения через толщу дихроичного материала и более точно описывает процесс формирования радиально поляризованного пучка. Проведённое моделирование показало возможность определения порядка неоднородной поляризации при помощи вихревого многопорядкового фильтра.

Изготовлены секторные пластинки для формирования радиальной поляризации первого порядка и азимутальной второго порядка и необходимые к ним фазовые пластинки. Результаты экспериментов, проведённые с изготовленными пластинками, согласуются с результатами моделирования. Предложенный подход на основе использования секторных сэндвич-структур к формированию радиальной и азимутальной поляризации как низкого, так и высокого порядка характеризуется простотой изготовления элементов, а сами элементы имеют компактные размеры и обеспечивают удовлетворительное качество сформированных пучков.

## **2.4 Выводы ко второй главе**

1. Проведено численное моделирование преобразования пучков секторными сэндвич-структурами, состоящими из секторов поляризационной пленки и фазовых секторных пластин, предназначенных для формирования радиальной поляризации первого порядка и азимутальной второго порядка

(P1r и P2a). На основе численного моделирования показана возможность формирования радиально поляризованного пучка первого порядка и азимутального второго порядка с помощью дихроичной восьмисекторной пластинки в комбинации с фазовыми секторными пластинами.

2. Результаты экспериментов, проведённые с изготовленными пластинками, согласуются с результатами моделирования по методу конечных элементов и в приближении тонкого элемента, и показывают работоспособность и высокую эффективность предложенных оптических элементов.

3. Моделирование сэндвич-структуры на основе 8-секторной пластинки и фазовой пластинки методом конечных элементов и моделирование в приближении тонких элементов показало хорошее сходство картин распределений электромагнитного поля как в случае с фокусировкой, так и в её отсутствие.



## ГЛАВА 3

### ГЕНЕРАЦИЯ ВЕКТОРНОГО ПУЧКА ПРЕЛОМЛЯЮЩИМИ МНОГОКОНИЧЕСКИМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Векторные лазерные пучки в последнее время привлекают повышенное внимание в связи с перспективностью их взаимодействия с азополимерами [168], которые являются фоточувствительными материалами, содержащими азофункциональные группы. Отличительной особенностью таких веществ является обратимая фотоизомеризация и массоперенос, индуцируемый оптическими силами. Поляризационная анизотропия плёнок азополимера позволяет применять пучки с радиальной и азимутальной поляризацией как для анализа молекулярной структуры азополимера [169], так и для формирования сложного микрорельефа на его поверхности [170, 171]. Выпуклые или вогнутые аксиконы с углом Брюстера в этом случае могут использоваться для генерации указанных неоднородных поляризаций [36, 172, 173]. Следует отметить, что перечисленные процессы зачастую требуют более высоких интенсивностей излучения, чем могут выдержать предложенные ранее формирователи поляризации, включающие жидкокристаллические модуляторы света и поляризационные пленки. Именно указанное обстоятельство и приводит к необходимости разработки формирователей пучков с неоднородными поляризациями с повышенной лучевой стойкостью.

В этой главе предлагается использовать отражение под углом Брюстера от конической стеклянной поверхности для формирования азимутально поляризованного пучка с вихревой фазовой зависимостью. Исследованы состояния поляризации лучей при прохождении через границу раздела сред, а также поляризационные преобразования с использованием предложенных элементов с помощью разработанной собственной программы трассировки лучей с учетом поляризации [174\*].

### 3.1 Преломляющие аксиконы

Первоначально аксикон был известен как конический оптический элемент, формирующий фокальную область, вытянутую вдоль оптической оси [175]. Аксикон имел форму стеклянного конуса. Аксиконы используются в традиционной оптике для получения пучков Бесселя [176]. Кроме того, для создания неоднородных поляризаций можно использовать выпуклые или вогнутые конические призмы (аксиконы) с углом Брюстера [36, 172, 173]. Уменьшение размеров стеклянных конических аксиконов до микрометровой длины на основе передовых технологий изготовления значительно расширяет область применения микроаксиконов или конических волоконных зондов [177–180], позволяя им занять важное место в микро- и нанооптике [181–183].

Узкие аксиконы [183] с малым углом раскрытия (около  $20^\circ$ ) используются в качестве конических волоконных зондов в сканирующих ближнепольных оптических микроскопах (БОМ) и могут обнаруживать затухающие излучения [167, 184, 185], и также могут быть использованы в качестве датчиков продольной составляющей электрического поля [186, 187]. В последнее время появились некоторые модификации классического конического аксикона: аксиконы с градиентным индексом [188, 189], аксиконы, связанные со спиральной фазовой пластиной (СФП) [190, 191], а также логарифмические аксиконы [192, 193], аксиконы с нелинейными профилями [194, 195] и морщинистыми (*wrinkled*) [196]. Такие структуры, как правило, совмещают в себе несколько функций: не только генерацию Бесселевых пучков, но и введение вихревой фазы, формирование однородной или спиральной интенсивности, уменьшение размера светового пятна и увеличение разрешения. Преломляющие конические аксиконы имеют не только преимущества, такие как высокая энергоэффективность и низкая хроматическая дисперсия, но и недостатки. Изготовление преломляющих аксиконов ожидаемого качества сопряжено с некоторыми трудностями из-за

сложности технологии и отсутствия простых подходов к контролю и сертификации конических поверхностей [197–199].

Были предложены некоторые методы измерения угла аксикона. В работе [198] предложен метод компьютерных голограмм для измерения угла вершины линзы аксикона. Этот метод прост, но процесс создания компьютерных голограмм сложен и требует много времени. Кроме того, еще одним ограничением является то, что одна компьютерная голограмма соответствует одному типу аксикона. В [199] рассчитан размер базового угла аксиконовой линзы путем измерения ширины дисперсии 405 нм и 655 нм световых волн, проходящих через линзу. Этот метод прост в реализации. Однако в реальном измерении два луча, падающие на плоскую поверхность линзы аксикона, не будут параллельны, что приводит к значительной ошибке. Кроме того, когда оптическая ось ахроматической призмы не соответствует излучаемому свету, это также приводит к ошибкам измерения. Поэтому этот метод подходит как раз для грубого измерения. В [200] представлен метод абсолютного теста для получения поверхности аксикона. Ошибка нулевой оптики может быть устранена двумя сдвигами контролируемой поверхности и четырьмя измерениями. Однако неизбежное смещение поверхности, такое как угол наклона, не может быть обнаружено, как при интерферометрии.

Основные приложения аксиконов – в юстировке и метрологии [201], где используются свойства длинного и узкого фокуса. Однако могут использоваться самые разные приложения, такие как генерация гармоник [202], когерентная томография [203], сортировка атомов [204], интерферометрия сдвига [205], бесселевский резонатор [206], преобразование пучка [207], генерация второй гармоники [208] и тестовая интерферометрия для цилиндрических поверхностей [209]. Возможность изготовления микроаксиконов, в том числе их дифракционных аналогов [210], расширила спектр применения аксиконов и позволила занять им важное место в микро- и нанооптике [211]. Данная область использования

аксиконов требует для их анализа строгой электромагнитной теории [20], что приводит к существенным затратам вычислительных ресурсов при моделировании.

Один из вариантов применения аксиконов для поляризационных преобразований это использование поляризующих свойств падения пучков на поверхность диэлектрика под углом Брюстера [36, 43, 172]. Такие системы могут быть как внутри- [36, 172], так и внерезонаторными [42, 43] и основаны на свойствах конического волнового фронта, сформированного аксиконом. Наибольшей эффективностью обладают внутрирезонаторные системы, поскольку обеспечивают многократное прохождение Брюстеровских окон или призм. Брюстеровские окна [172], обеспечивающие радиальную либо азимутальную поляризацию, представляют сложности в изготовлении. Более простой является система Брюстеровских призм [36], состоящая из двух аксиконов. Для повышения коэффициента отражения азимутальной поляризации в [36] применялось многослойное диэлектрическое покрытие конической поверхности призмы Брюстера. Основным недостатком всех этих систем, использующих преобразование поляризации при преломлении является высокий хроматизм, а, кроме того, сложности взаимной юстировки входящих в них аксиконов с коллимирующими оптическими системами.

Для снижения хроматизма предлагается [174\*, 212\*] использовать многоконический аксикон в котором поляризационное преобразование осуществляется при отражении лучей, падающих на коническую поверхность под углом Брюстера. При этом происходит преобразования пучка с круговой поляризацией в азимутально поляризованный расходящийся кольцевой вихревой пучок. С целью объединения функций поляризационного преобразования и коллимации излучения предложено добавить дополнительные поверхности, направляющие излучение вдоль оптической оси. Как известно, [42] коллимация конического пучка в нерасходящийся пучок с плоским волновым фронтом должна также осуществляться

конической поверхностью. При коллимации одной внешней конической поверхностью получается узкое кольцо, а для получения пучка круглого сечения необходима еще одна внешняя коническая поверхность [174\*].

## 3.2 Описание метода трассировки

Как правило, при расчёте оптических систем используется трассировка лучей. Если числовая апертура невелика, то при расчёте отсутствует необходимость учёта поляризации. Однако при высоких числовых апертурах лучи падают на преломляющие поверхности оптической системы под большими углами, в результате чего требуется учитывать поляризационное состояние лучей. В данном разделе алгоритмы трассировки лучей реализованы в Python 3.7 на основе законов отражения и преломления в векторной форме.

### 3.2.1 Основные допущения

Согласно закону отражения вектор направления отраженного луча выражается следующей формулой:

$$\vec{e}' = \vec{e} - 2(\vec{e}, \vec{n})\vec{n}, \quad (3.1)$$

здесь  $\vec{e}$  – вектор направления падающего луча,  $\vec{n}$  – нормаль к отражающей поверхности.

Закон преломления имеет следующий вид:

$$n_2\vec{e}' = n_1\vec{e} - (n_1\vec{e}, \vec{n})\vec{n} \left( 1 - \sqrt{\frac{n_2^2 - n_1^2}{(n_1\vec{e}, \vec{n})^2} + 1} \right), \quad (3.2)$$

здесь  $\vec{e}'$  – вектор направления преломленного луча,  $\vec{e}$  – вектор направления падающего луча,  $n_1$  – показатель преломления среды, в которой распространяется падающий луч,  $n_2$  – показатель преломления среды, в которой распространяется преломленный луч.

Если выражение под знаком корня меньше 0, то имеет место полное внутреннее отражение, луч будет отражаться, и его направление определяется формулой (3.1).

В данной работе описание поляризации проводится с использованием нотации Джонса. Вектор Джонса – это комплексный вектор, однозначно определяющий состояние поляризации электрического поля монохроматического света:

$$\vec{E} = \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \end{pmatrix}. \quad (3.3)$$

Для того чтобы приписать лучу состояние поляризации в виде вектора Джонса, необходимо определить базис луча: тангент и битангент:

$$\begin{pmatrix} \vec{t} \\ \vec{b} \end{pmatrix}. \quad (3.4)$$

Базисные векторы  $t$  и  $b$  вместе с вектором направления луча образуют тройку взаимно ортогональных векторов. В базисе луча (3.4) задается вектор Джонса:

$$E_t \vec{t} + E_b \vec{b}. \quad (3.5)$$

При расчете состояния поляризации луча, прошедшего границу раздела двух сред, необходимо знать s- и p-компоненты падающего луча. На рисунке 3.1 показано взаимное расположение векторов  $\vec{s}$ ,  $\vec{p}$ ,  $\vec{n}$  и  $\vec{e}$ .

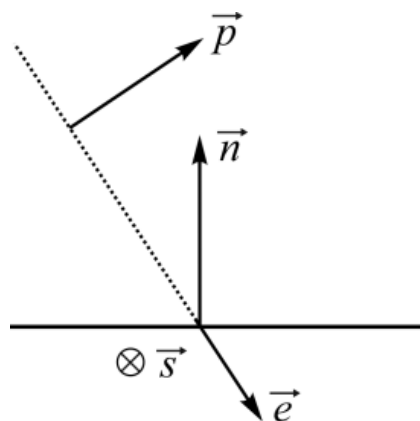


Рисунок 3.1 – Взаимное расположение векторов  $\vec{s}$ ,  $\vec{p}$ ,  $\vec{n}$  и  $\vec{e}$

Для преломленного луча, компоненты  $s'$  и  $p'$  вектора Джонса рассчитываются по формулам Френеля для амплитуд электрического вектора:

$$E_{p'}^{refract} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} E_p, \quad (3.6)$$

$$E_{s'}^{refract} = \frac{2n_1 \cos \alpha}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} E_s. \quad (3.7)$$

Отраженный луч будет иметь следующие компоненты вектора Джонса:

$$E_{p'}^{reflect} = \frac{n_2 \cos \alpha - n_1 \cos \beta}{n_2 \cos \alpha + n_1 \cos \beta} E_p, \quad (3.8)$$

$$E_{s'}^{reflect} = \frac{n_1 \cos \alpha - n_2 \cos \beta}{n_1 \cos \alpha + n_2 \cos \beta} E_s. \quad (3.9)$$

В случае полного внутреннего отражения компоненты вектора Джонса отраженного луча будут иметь следующий вид:

$$E_{p'}^{totalInterReflect} = \frac{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \alpha - i \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 \cos \alpha + i \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}} E_p, \quad (3.10)$$

$$E_{s'}^{totalInterReflect} = \frac{\cos \alpha - i \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}}{\cos \alpha + i \cdot \sqrt{\sin^2 \alpha - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}} E_s. \quad (3.11)$$

### 3.2.2 Алгоритм построения эллипса поляризации

Опишем алгоритм построения эллипса поляризации (рисунок 3.2).

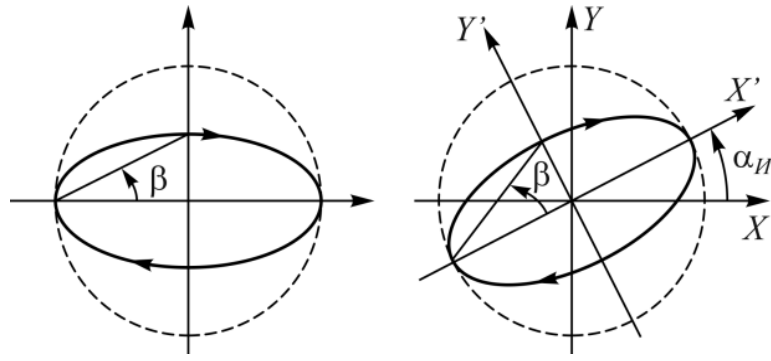


Рисунок 3.2 – Эллипс поляризации с размерами

Изображение эллипса основано на двумерном массиве точек  $(x, y)$ . Для этого нам нужно найти угол  $\alpha_H$  наклона эллипса к оси  $x$  и угол при большей полуоси эллипса  $\beta$ .

Пусть задан вектор Джонса, соответствующий некоторому лучу.

Для простоты будем считать, что тангенс направлен по оси  $x$ , битангент направлен по оси  $y$ :

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}. \quad (3.12)$$

Для построения эллипса поляризации необходимо рассмотреть несколько случаев.

1. Норма вектора  $E$  равна 0:

$$EE^* = 0. \quad (3.13)$$

Тогда это частный случай, энергия луча равна 0.

В центре рисуется точка.

2. Когда  $E_x = 0$  и  $E_y \neq 0$ . В этом случае поляризация линейная по вертикали (или по битангент). В этом случае проводится вертикальная линия.

3. Когда  $E_y = 0$  и  $E_x \neq 0$ . В этом случае поляризация линейно-горизонтальная (или по тангент).

В этом случае проводится горизонтальная линия.



4. Общий случай, когда  $E_y \neq 0$  и  $E_x \neq 0$ . Вычисление переменной поляризации дает  $\chi = E_y/E_x$ . Следует рассмотреть следующие случаи.

4.1. Если  $\text{Im}(\chi) = 0$ , то поляризация линейная и косая. Возможны следующие подслучаи:

4.1.1. Если  $|\chi| = 1$ , то поляризация линейная и косая с углом  $\pm 45$  в градусах.

4.1.1.1. Если  $\text{Re}(\chi) > 0$ , угол наклона поляризации к оси  $x$   $\alpha_H = +(\pi/4)$ . Нарисуйте линию под углом  $+45$  в градусах к оси  $x$ .

4.1.1.2. Если  $\text{Re}(\chi) < 0$ , то  $\alpha_H = -(3\pi/4)$ . Нарисуйте линию под углом  $-45$  в градусах к оси  $x$ .

4.1.2. При  $|\chi| \neq 1$ , поляризация бывает линейной и косой с углом  $\alpha_H = \arctan 2(|E_y|, |E_x|)$ . Если  $\text{Arg}(\chi) \neq 0$ ,  $\alpha_H$  меняет знак. Точки линии рассчитываются как  $x = -A \cos(\alpha_H)$ ,  $A \cos(\alpha_H)$ ,  $y = -A \sin(\alpha_H)$ ,  $A \sin(\alpha_H)$ .

4.2. Если  $\text{Im}(\chi) \neq 0$ , поляризация круговая или эллиптическая.

4.2.1. Если  $|\chi| = 1$ , то  $\alpha_H = (\pi/4)$ .

4.2.2. Если  $|\chi| < 1$ , то

$$\alpha_H = \frac{1}{2} \arctan \frac{2\text{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2}. \quad (3.14)$$

4.2.3. Если  $|\chi| > 1$ , то

$$\alpha_H = \frac{\arctan \frac{2\text{Re}(\chi)}{1 - |\chi|^2} + \pi}{2}. \quad (3.15)$$

Для шагов 4.2.1 – 4.2.3 все последующие действия аналогичны и имеют вид, описанный далее.

$$\beta = \frac{1}{2} \arcsin \frac{2\text{Im}(\chi)}{1 + |\chi|^2} \quad (3.16)$$

$$a = A \cos \beta, \quad b = A \sin \beta \quad (3.17)$$

Заметим, что  $\beta$  лежит в пределах  $[-(\pi/4), (\pi/4)]$ , таким образом,  $b$  – длина малой полуоси.

Массив точек рассчитывается следующим образом. Сначала определяется массив радиальных углов, определяющих точки эллипса:

$$\varphi = [0 \dots 360]. \quad (3.18)$$

Формируются два массива точек эллипса, большая ось которых горизонтальна:

$$\begin{aligned} x &= a \cos(\varphi), \\ y &= b \sin(\varphi). \end{aligned} \quad (3.19)$$

Затем нам нужно повернуть этот эллипс на угол  $\alpha_H$ .

$$\begin{aligned} x_1 &= x \cos(\alpha_H) - y \sin(\alpha_H), \\ y &= x \sin(\alpha_H) + y \cos(\alpha_H). \end{aligned} \quad (3.20)$$

Визуальное представление эллипса поляризации в плоскопараллельном пучке затруднений не вызывает. Все эллипсы плоскопараллельного луча лежат в одной плоскости. В случае неплоскопараллельного луча векторы направления лучей имеют разные направления, а эллипсы поляризации лежат в разных плоскостях. Для этого случая отобразим проекции эллипсов поляризации на рассматриваемое сечение неплоскопараллельного луча.

### **3.3 Конические элементы для генерации коллимированного азимутально поляризованного пучка**

Основной задачей данного раздела является теоретический анализ пути лучей через предлагаемые конические элементы для генерации коллимированного азимутально поляризованного пучка и представлены результаты экспериментов.

### 3.3.1 Коническая поверхность для преобразования поляризации

Одним из простейших способов получения поляризованного излучения является отражение от границы раздела двух сред под углом Брюстера. В этом случае отраженный луч будет иметь только s-поляризацию. Если интерфейс имеет коническую форму, то отраженные лучи будут формировать конический пучок с азимутальной поляризацией (рисунок 3.3).

На рисунке 3.3 показан плоскопараллельный пучок с круговой поляризацией, падающий на коническую поверхность снизу вверх. Угол падения равен углу Брюстера.

На рисунке 3.3 видно, что при взаимодействии с конической границей раздела двух сред происходит расщепление луча на два конических луча: отраженный и преломленный. В этом случае каждый луч отраженного луча будет иметь азимутальную поляризацию.

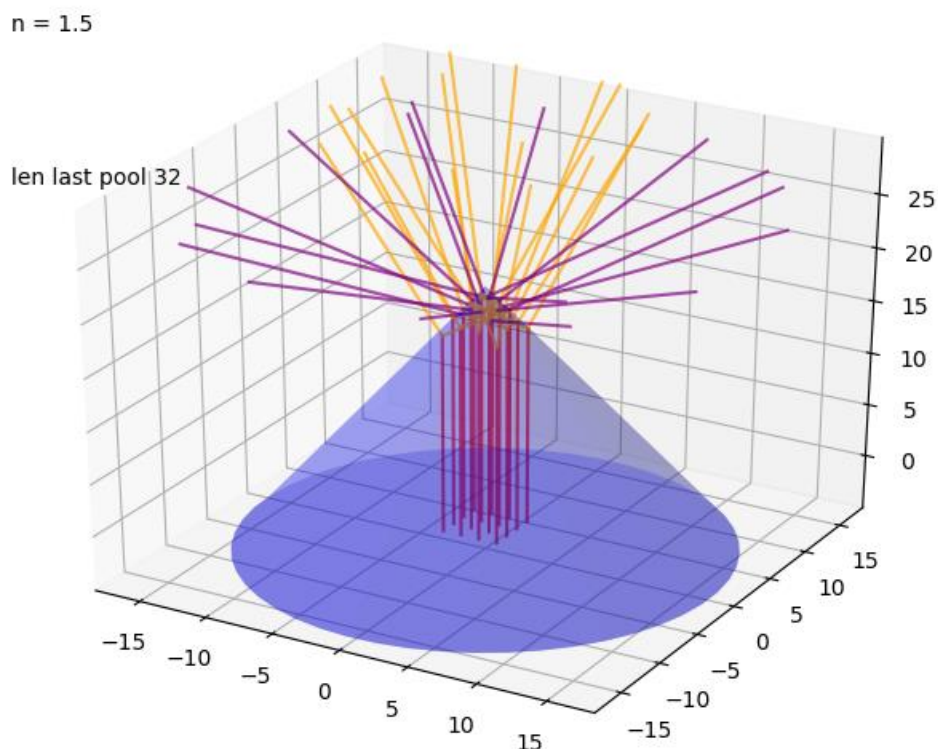


Рисунок 3.3 – Взаимодействие плоского луча с конической поверхностью раздела двух сред: фиолетовые лучи образуют азимутально поляризованный конический пучок; желтые лучи приобретают эллиптическую поляризацию с преобладанием радиальной составляющей. Падающий пучок падает на поверхность снизу вверх

Однако, используя только одну коническую поверхность, можно получить только сходящийся или расходящийся конический пучок. Для коллимации полученного пучка предлагается использовать еще одну, две или три конические поверхности, объединяя их в один преломляющий оптический элемент.

### 3.3.2 Основные конфигурации многоконических элементов

Для генерации азимутально поляризованного пучка с вихревой фазовой функцией, предлагается объединить несколько конических поверхностей в один моноблочный оптический элемент. Двухконический элемент выглядит как вулкан из-за своего кратера и похожей на вулкан внешней поверхности. Пучок круговой поляризации (зеленый) падает снизу вверх на внутреннюю коническую поверхность под углом Брюстера. Отражённая часть луча имеет азимутальную поляризацию. Вторая (внешняя) коническая поверхность отражает генерируемый коллимированный пучок вперед. Имеется технологическое смещение  $\Delta$  от внешнего радиуса биконического аксикона. Смещение необходимо для обеспечения высокого качества рабочей зоны второй конической поверхности. Центральный разрез элемента показан на рисунке 3.4.

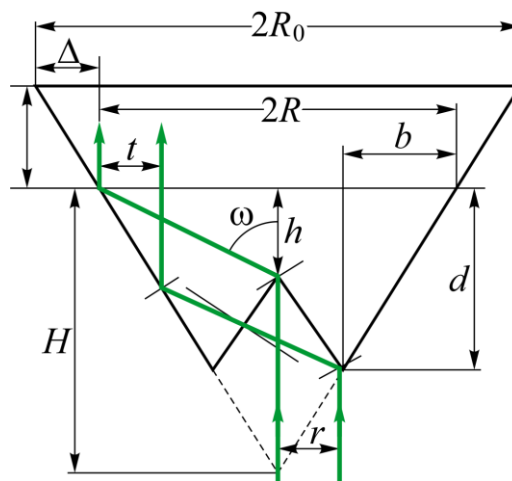


Рисунок 3.4 – Схема Вулкана с параметрами: центральный разрез

Такой элемент один обеспечивает преобразование пучка падающего света с круговой поляризацией в коллимированный пучок света кольцевой

формы с азимутальной поляризацией. Биконический аксикон был изготовлен и экспериментально исследован. Расчетный аксикон был изготовлен методом токарной обработки. В качестве материала использовался полиметилметакрилат PLEXIGLAS GS с показателем преломления 1,4958 для длины волны 532 нм. Радиус режущей кромки используемого инструмента составлял 1 мм. Скорость шпинделя при обработке равнялась 1000 об/мин, подача 0,3 мм/об. Указанные режимы токарной обработки после полировки позволили получить поверхность аксикона оптического качества. Цилиндр не подвергался предварительной обработке. Внешний вид изготовленного аксикона показан на рисунке 3.5.

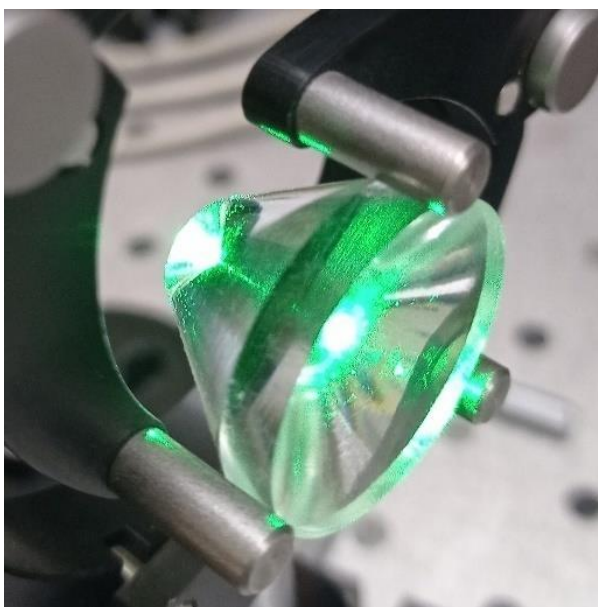


Рисунок 3.5 – Общий вид вулкана, освещенного лазерным светом

С использованием изготовленного аксикона экспериментально был получен азимутально поляризованный пучок кольцевой формы. Результаты экспериментов представлены на рисунке 3.6. С помощью анализатора видно, что внутреннее кольцо азимутально поляризовано.

Это излучение локализовано во внутреннем кольце и локальной области внутри него. Однако в центре имеется ненулевая интенсивность, обусловленная наличием вихревой фазы [47, 213]. Состояние поляризации этой области соответствует круговой поляризации входного луча. При

изготовлении внутренней конической поверхности достаточно сложно безошибочно выполнить токарно-шлифовальную обработку в районе центра вращения. Для оптического эксперимента эта область была закрыта, чтобы исключить эффект неточности изготовления. Геометрические параметры конических поверхностей, соотношение размеров внутреннего конуса и внешнего, величина площади перекрытия в центре влияют на ширину и размер колец в зоне распределения интенсивности лазерного излучения после прохождения биконического аксикона. В этом эксперименте не преследовалась цель получения необходимого распределения интенсивности или необходимых размеров кольцевого распределения интенсивности азимутально поляризованного излучения.

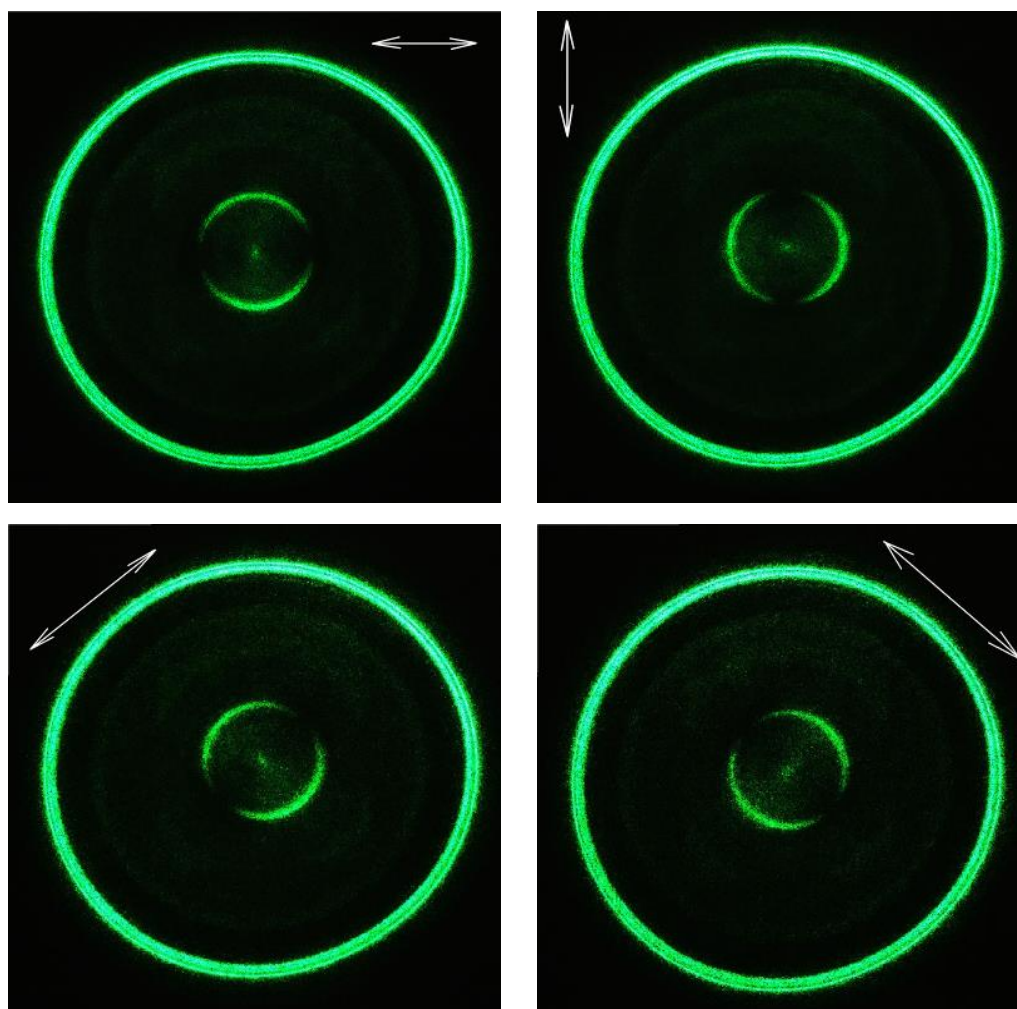


Рисунок 3.6 – Результаты эксперимента. Распределения интенсивности выходного луча, полученные для различной ориентации анализатора-поляризатора

Однако часто бывает сложно использовать кольцеобразный пучок в приложениях. Во многих приложениях требуется пучок с круговым распределением интенсивности в поперечном сечении. В работе предложен элемент, состоящий из четырёх конических поверхностей [174\*] (рисунок 3.7). Первая поверхность формирует азимутально поляризованный пучок, следующие три позиционируют амплитуду и коллимируют сформированный пучок. Этот элемент состоит из двух вулканов, соединенных вместе.

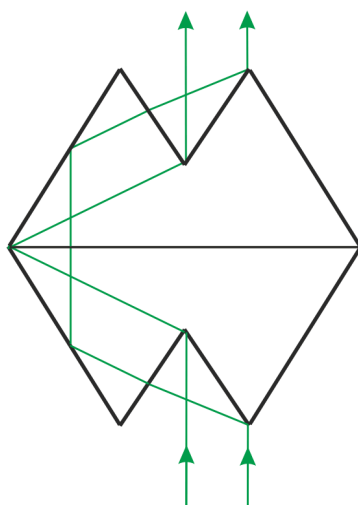


Рисунок 3.7 – Тетракон: центральная часть.  
Зеленые линии показывают пути лучей через элемент

К сожалению, эффективность Тетракон намного меньше 1 %.

Как уже отмечалось выше, двухконический элемент производит азимутально поляризованное кольцо. Идея трёхконического элемента (триконуса) [174\*] основана на сжатии этого кольца до круга при уменьшении угла раскрытия внешнего конуса. Для коллимации полученного пучка круглой формы необходимо добавить ещё одну конусную поверхность (Рисунок 3.8).

Следующие уравнения определяют основные геометрические параметры. Коллимированный входной пучок падает на внутреннюю коническую поверхность элемента под углом Брюстера

$$\beta = \arctan(n). \quad (3.21)$$

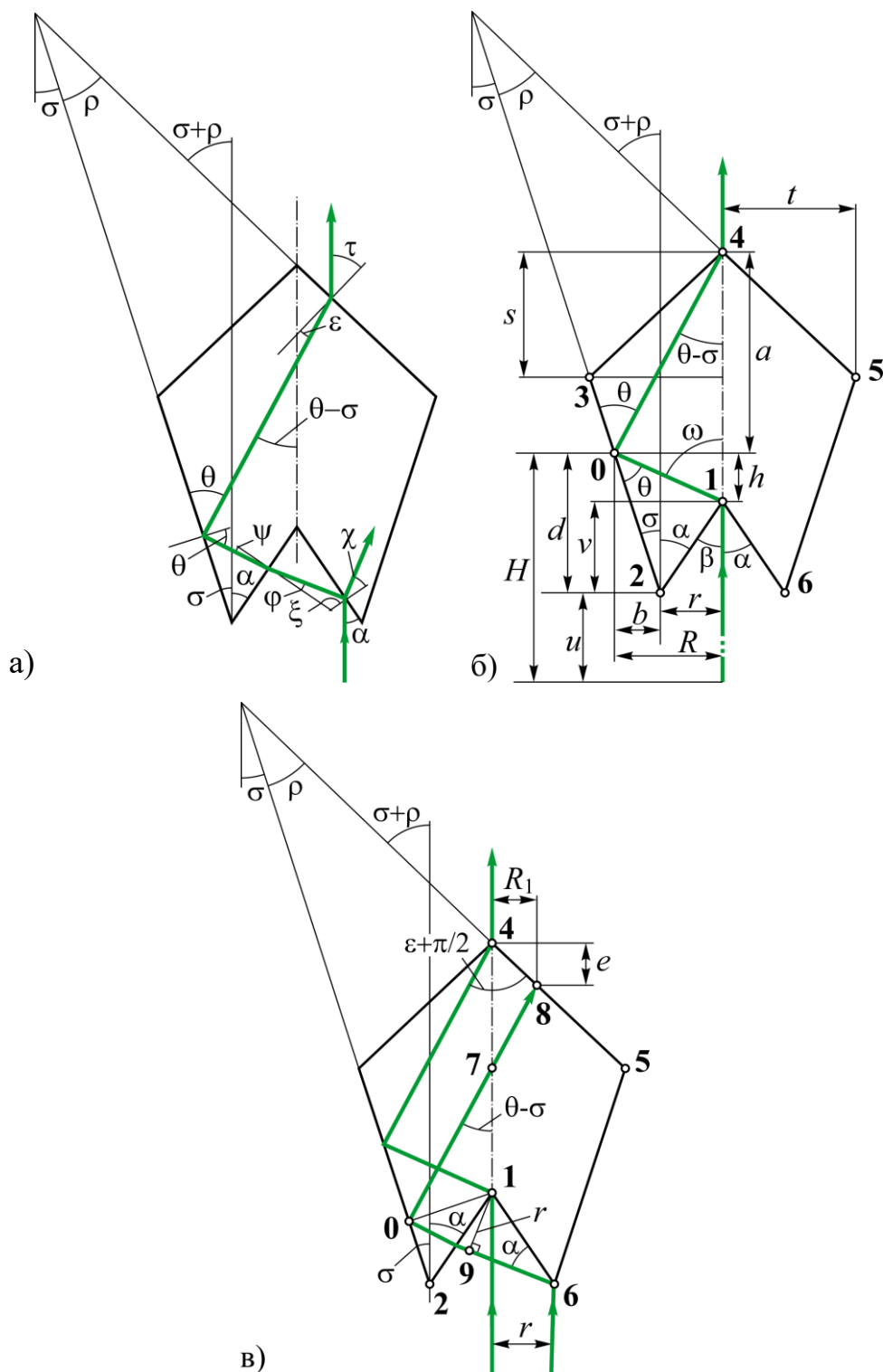


Рисунок 3.8 – Триконус: центральная часть с размерами. Зелёные линии показывают пути лучей через элемент. Размеры нижней стороны (а); верхние боковые размеры (б); расчёт выходного радиуса (в)

Луч, отраженный от внутренней поверхности, имеет s-поляризацию. Далее этот луч снова падает на внутреннюю поверхность аксикона под углом  $\varphi$ , преломляется под углом  $\psi$  и падает под углом  $(\pi/2) - \theta$  на внешнюю коническую поверхность элемента, где полное внутреннее отражение имеет



место. Отраженный луч выходит из элемента через верхнюю грань элемента параллельно оптической оси. Нам нужно найти  $\sigma$  – угол отражающей конической поверхности.

$$\alpha = \frac{\pi}{2} - \beta, \quad (3.22)$$

$$\xi = \pi - 2\alpha, \quad (3.23)$$

$$\varphi = \pi - \xi - \beta = 2\alpha - \beta = 2\alpha - \frac{\pi}{2} + \alpha = 3\alpha - \frac{\pi}{2}, \quad (3.24)$$

$$\begin{aligned} \psi &= \arcsin\left(\frac{\sin \varphi}{n}\right) = \arcsin\left(\frac{\sin\left(3\alpha - \frac{\pi}{2}\right)}{n}\right) = \\ &= \arcsin\left(\frac{-\cos 3\alpha}{n}\right) = -\arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right), \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\theta = \pi - \left(\frac{\pi}{2} - \psi\right) - \sigma - \alpha = \frac{\pi}{2} + \psi - \sigma - \alpha, \quad (3.26)$$

$$\begin{aligned} \rho &= \pi - \left(\frac{\pi}{2} + \varepsilon\right) - \theta = \frac{\pi}{2} - \varepsilon - \theta = \frac{\pi}{2} - \varepsilon - \left(\frac{\pi}{2} + \psi - \sigma - \alpha\right) = \\ &= \sigma + \alpha - \varepsilon - \psi, \end{aligned} \quad (3.27)$$

$$\sigma + \rho = 2\sigma + \alpha - \varepsilon - \psi,$$

$$\psi = 2\sigma + \alpha - \arctan\left(\frac{\cos\left(2\sigma + \alpha + \arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right)\right)}{n - \sin\left(2\sigma + \alpha + \arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right)\right)}\right) + \arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right). \quad (3.28)$$

Здесь  $\varepsilon$  – неизвестный угол падения на третью коническую поверхность Трикона. Определим угол  $\varepsilon$  из следующих соотношений.  $\tau$  – угол преломления на третьей конической поверхности Трикона.

$$\tau + \rho + \sigma = \frac{\pi}{2}, \quad (3.29)$$

$$\tau = \frac{\pi}{2} - (\rho + \sigma) = \frac{\pi}{2} - 2\sigma - \alpha + \varepsilon + \psi, \quad (3.30)$$

Закон преломления принимает вид:

$$\begin{aligned} n \sin \varepsilon &= \sin \tau, \\ n \sin \varepsilon &= \sin \left( \frac{\pi}{2} - 2\sigma - \alpha + \varepsilon + \psi \right), \\ n \sin \varepsilon &= \sin \left( \frac{\pi}{2} - (2\sigma + \alpha - \varepsilon - \psi) \right), \\ n \sin \varepsilon &= \cos(2\sigma + \alpha - \varepsilon - \psi), \\ n \sin \varepsilon &= \cos(2\sigma + \alpha - \psi - \varepsilon) = \\ &= \cos(2\sigma + \alpha - \psi) \cos \varepsilon + \sin(2\sigma + \alpha - \psi) \sin \varepsilon, \\ (n - \sin(2\sigma + \alpha - \psi)) \sin \varepsilon &= \cos(2\sigma + \alpha - \psi) \cos \varepsilon, \\ \tan \varepsilon &= \frac{\cos(2\sigma + \alpha - \psi)}{n - \sin(2\sigma + \alpha - \psi)}, \\ \varepsilon &= \arctan \left( \frac{\cos(2\sigma + \alpha - \psi)}{n - \sin(2\sigma + \alpha - \psi)} \right). \end{aligned} \quad (3.31)$$

Третья коническая поверхность образует заднюю поверхность элемента и имеет радиус основания  $\rho$ :

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{r}{\sin(\psi + \omega) \sin \beta \cos \left( \beta + \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) + \omega \right)} \left( \sin(\psi) \cos \omega \sin(\beta + \omega) \times \right. \\ &\quad \left. \times \cos \left( \beta + \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) \right) \left( \tan \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) + 2\omega + \beta \right) \tan \omega + 1 \right) \right). \end{aligned} \quad (3.32)$$

При этом  $\rho$  является также и внешним габаритным радиусом оптического элемента.

Таким образом, найдена связь между  $\varepsilon$  и  $\sigma$ . Поскольку можно присвоить значение углу  $\sigma$  произвольным образом, используем предыдущую формулу. После этого легко найти угол третьей конической поверхности  $\rho + \sigma$ .

Теперь получаем, что угол  $\rho + \sigma$  является функцией  $\sigma$ . Осталось найти длину трикона. Теперь работаем с рисунком 3.8б.

$$\begin{aligned}\omega &= \pi - 2\beta - (\varphi - \psi) = \pi - 2\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) - (\varphi - \psi) = \\ &= 2\alpha - \left(3\alpha - \frac{\pi}{2} - \psi\right) = \frac{\pi}{2} - \alpha + \psi,\end{aligned}\quad (3.33)$$

$$h = \frac{R}{\tan \omega} = \frac{R}{\tan\left(\frac{\pi}{2} - \alpha + \psi\right)} = R \tan(\alpha - \psi), \quad (3.34)$$

$$H = \frac{R}{\tan \sigma}, \quad (3.35)$$

$$b + r = R. \quad (3.36)$$

Таким образом, можно выразить радиус  $r$  полости нижнего конуса.

$$d = h + \frac{r}{\tan \alpha} = H - \frac{r}{\tan \sigma},$$

$$\frac{R}{\tan \omega} + \frac{r}{\tan \alpha} = \frac{R}{\tan \sigma} - \frac{r}{\tan \sigma},$$

$$\frac{R}{\tan \sigma} - \frac{R}{\tan \omega} = \frac{r}{\tan \alpha} + \frac{r}{\tan \sigma},$$

$$R(\cot \sigma - \cot \omega) = r(\cot \alpha + \cot \sigma),$$

$$R = r \frac{(\cot \alpha + \cot \sigma)}{(\cot \sigma - \cot \omega)} = r \frac{(\cot \alpha + \cot \sigma)}{\left(\cot \sigma - \cot\left(\frac{\pi}{2} - \alpha + \psi\right)\right)} = r \frac{(\cot \alpha + \cot \sigma)}{(\cot \sigma - \tan(\alpha - \psi))},$$

$$\omega = \pi - 2\beta - (\varphi - \psi) = \pi - 2\left(\frac{\pi}{2} - \alpha\right) - (\varphi - \psi) = 2\alpha - \left(3\alpha - \frac{\pi}{2} - \psi\right) = \frac{\pi}{2} - \alpha + \psi,$$

$$\begin{aligned}
R \frac{\sin(\omega - \sigma)}{\sin \sigma \sin \omega} &= r \frac{\sin(\alpha + \sigma)}{\sin \alpha \sin \sigma}, \\
R &= r \frac{\sin(\alpha + \sigma) \sin \omega}{\sin \alpha \sin(\omega - \sigma)} = r \frac{\sin(\alpha + \sigma) \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha + \psi\right)}{\sin \alpha \sin\left(\frac{\pi}{2} - \alpha + \psi - \sigma\right)} = \\
&= r \frac{\sin(\alpha + \sigma) \cos(\alpha - \psi)}{\sin \alpha \cos(\alpha - \psi + \sigma)}, \\
r &= R \frac{\sin \alpha \cos(\alpha - \psi + \sigma)}{\sin(\alpha + \sigma) \cos(\alpha - \psi)}.
\end{aligned} \tag{3.37}$$

Следующая цель – оптимизировать радиус выходного луча R1 (рисунок 3.8в).

Поперечник падающего пучка равен  $r$ . При отражении ширина пучка не меняется. Поэтому, отразившись от грани 1б, пучок будет по-прежнему иметь ширину  $r$ . Далее пучок преломляется. Его ширина меняется согласно закону:

$$r_1 = r \frac{\cos \psi}{\cos \varphi}, \tag{3.38}$$

$$r_1 = r \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} = r \frac{\cos \psi}{\cos\left(3\alpha - \frac{\pi}{2}\right)} = r \frac{\cos \psi}{\sin 3\alpha}, \tag{3.39}$$

Аналогичным образом можно вычислить радиус

$$\begin{aligned}
R_1 &= r_1 \frac{\cos \tau}{\cos \varepsilon} = r \frac{\cos \psi}{\sin 3\alpha} \frac{1 - n \sin P}{n - \sin P} = r \frac{\cos \psi}{\sin 3\alpha} \frac{1 - n \sin(2\sigma + \alpha - \psi)}{n - \sin(2\sigma + \alpha - \psi)} = \\
&= r \sqrt{\frac{n^2 - \cos^2 3\alpha}{n^2 \sin^2 3\alpha}} \frac{1 - n \sin(2\sigma + \alpha - \psi)}{n - \sin(2\sigma + \alpha - \psi)} = \\
&= r \sqrt{\frac{n^2 - \cos^2 3\alpha}{n^2 \sin^2 3\alpha}} \frac{1 - n \sin\left(2\sigma + \alpha + \arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right)\right)}{n - \sin\left(2\sigma + \alpha + \arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right)\right)},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\psi &= \arcsin\left(\frac{\sin\varphi}{n}\right) = \arcsin\left(\frac{\sin\left(3\alpha - \frac{\pi}{2}\right)}{n}\right) = \\ &= \arcsin\left(\frac{-\cos 3\alpha}{n}\right) = -\arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right),\end{aligned}$$

$$\sin\psi = \frac{-\cos 3\alpha}{n},$$

$$\cos\psi = \sqrt{1 - \frac{\cos^2 3\alpha}{n^2}},$$

$$\frac{\cos\psi}{\sin 3\alpha} = \frac{\sqrt{1 - \frac{\cos^2 3\alpha}{n^2}}}{\sin 3\alpha} = \sqrt{\frac{1}{\sin^2 3\alpha} - \frac{\cos^2 3\alpha}{n^2 \sin^2 3\alpha}} = \sqrt{\frac{n^2 - \cos^2 3\alpha}{n^2 \sin^2 3\alpha}},$$

$$\tau = \frac{\pi}{2} - (\rho + \sigma) = \frac{\pi}{2} - 2\sigma - \alpha + \varepsilon + \psi = \frac{\pi}{2} - 2\sigma - \alpha + \varepsilon + \psi,$$

$$\varepsilon = \arctan\left(\frac{\cos(2\sigma + \alpha - \psi)}{n - \sin(2\sigma + \alpha - \psi)}\right). \quad (3.40)$$

$$\begin{aligned}Rl &= r_1 \frac{\cos\tau}{\cos\varepsilon} = r_1 \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} - 2\sigma - \alpha + \varepsilon + \psi\right)}{\cos\varepsilon} = \\ &= r_1 \frac{\sin(2\sigma + \alpha - \varepsilon - \psi)}{\cos\varepsilon} = r \frac{\cos\psi}{\sin 3\alpha} \frac{\sin(2\sigma + \alpha - \varepsilon - \psi)}{\cos\varepsilon},\end{aligned} \quad (3.41)$$

$$\begin{aligned}Rl &= r_1 \frac{\cos\tau}{\cos\varepsilon} = r_1 \frac{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \varepsilon}}{\cos\varepsilon} = r_1 \sqrt{\frac{1 - n^2 \sin^2 \varepsilon}{\cos^2 \varepsilon}} = r_1 \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \varepsilon} - n^2 \tan^2 \varepsilon} = \\ &= r_1 \sqrt{\tan^2 \varepsilon + 1 - n^2 \tan^2 \varepsilon} = r_1 \sqrt{(1 - n^2) \tan^2 \varepsilon + 1},\end{aligned}$$

$$\tan\varepsilon = \frac{\cos(2\sigma + \alpha - \psi)}{n - \sin(2\sigma + \alpha - \psi)},$$

$$\begin{aligned}
Rl &= r_1 \sqrt{(1-n^2) \tan^2 \varepsilon + 1} = r_1 \sqrt{\frac{(1-n^2) \cos^2 (2\sigma + \alpha - \psi)}{(n - \sin(2\sigma + \alpha - \psi))^2} + 1} = \\
&= r_1 \sqrt{\frac{(1-n^2) \cos^2 P}{(n - \sin P)^2} + 1} = r_1 \sqrt{\frac{(1-n^2)(1 - \sin^2 P)}{n^2 + \sin^2 P - 2n \sin P} + 1} = \\
&= r_1 \sqrt{\frac{1 - n^2 - \sin^2 P + n^2 \sin^2 P}{n^2 - \sin^2 P - 2n \sin P} + 1} = \\
&= r_1 \sqrt{\frac{1 - n^2 - \sin^2 P + n^2 \sin^2 P + n^2 + \sin^2 P - 2n \sin P}{n^2 + \sin^2 P - 2n \sin P}} = \\
&= r_1 \sqrt{\frac{1 + n^2 \sin^2 P - 2n \sin P}{n^2 + \sin^2 P - 2n \sin P}} = r_1 \sqrt{\frac{(1 - n^2 \sin P)^2}{(n - \sin P)^2}} = r_1 \frac{1 - n \sin P}{n - \sin P},
\end{aligned}$$

$$\tau = \frac{\pi}{2} - (\rho + \sigma) = \frac{\pi}{2} - 2\sigma - \alpha + \varepsilon + \psi,$$

$$r_1 = r \frac{\cos \psi}{\cos \varphi} = r \frac{\cos \psi}{\cos \left(3\alpha - \frac{\pi}{2}\right)} = r \frac{\cos \psi}{\sin 3\alpha}, \quad (3.42)$$

$$e = \frac{R_1}{\tan(\rho + \sigma)}. \quad (3.43)$$

По теореме синуса можно написать:

$$47 = a + h - 71. \quad (3.44)$$

Используя теорему синуса, можно написать:

$$\frac{47}{\sin \left(\varepsilon + \frac{\pi}{2}\right)} = \frac{48}{\sin(\theta - \sigma)}, \quad (3.45)$$

$$48 = \frac{47 \sin(\theta - \sigma)}{\sin \left(\varepsilon + \frac{\pi}{2}\right)}, \quad (3.46)$$

$$v = r \cot \alpha, \quad (3.47)$$

$$u = r \cot \sigma, \quad (3.48)$$

$$\begin{aligned}
a &= R \cot(\theta - \sigma) = R \cot\left(\frac{\pi}{2} - \arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right) - 2\sigma - \alpha\right) = \\
&= R \tan\left(\arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right) + 2\sigma + \alpha\right),
\end{aligned} \tag{3.49}$$

$$\angle 430 = \left(\frac{\pi}{2} - \sigma\right) + \left(\frac{\pi}{2} - \sigma - \rho\right) = \pi - 2\sigma - \rho. \tag{3.50}$$

Из теоремы синусов можно установить соотношение:

$$\frac{a + H}{\sin \angle 430} = \frac{43}{\sin(\sigma)}, \tag{3.51}$$

$$43 = \frac{(a + H) \sin \sigma}{\sin(2\sigma + \rho)},$$

$$R = r \frac{\sin(\alpha + \sigma) \cos(\alpha - \psi)}{\sin \alpha \cos(\alpha - \psi + \sigma)},$$

$$\begin{aligned}
H &= \frac{R}{\tan \sigma} = r \frac{\sin(\alpha + \sigma) \cos(\alpha - \psi)}{\tan \sigma \sin \alpha \cos(\alpha - \psi + \sigma)} = \\
&= r \frac{\sin(\alpha + \sigma) \cos\left(\alpha + \arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right)\right)}{\tan \sigma \sin \alpha \cos\left(\alpha + \arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right) + \sigma\right)},
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
a &= R \tan\left(\arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right) + 2\sigma + \alpha\right) = \\
&= r \frac{\sin(\alpha + \sigma) \cos(\alpha - \psi)}{\tan \sigma \sin \alpha \cos(\alpha - \psi + \sigma)} \tan\left(\arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right) + 2\sigma + \alpha\right),
\end{aligned}$$

$$\psi = -\arcsin\left(\frac{\cos 3\alpha}{n}\right),$$

$$\begin{aligned}
a + H &= R \left( \tan \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) + 2\sigma + \alpha \right) + \frac{1}{\tan \sigma} \right) = \\
&= \frac{R}{\tan \sigma} \left( \tan \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) + 2\sigma + \alpha \right) \tan \sigma + 1 \right) = \\
&= r \frac{\sin(\alpha + \sigma) \cos \left( \alpha + \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) \right)}{\tan \sigma \sin \alpha \cos \left( \alpha + \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) + \sigma \right)} \times \\
&\quad \times \left( \tan \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) + 2\sigma + \alpha \right) \tan \sigma + 1 \right), \\
43 &= \frac{(a + H) \sin \sigma}{\sin(2\sigma + \rho)} = \frac{r}{\sin(2\sigma + \rho) \sin \alpha \cos \left( \alpha + \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) + \sigma \right)} \times \\
&\quad \times \cos \sigma \sin(\alpha + \sigma) \cos \left( \alpha + \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) \right) \times \tag{3.52} \\
&\quad \times \left( \tan \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) + 2\sigma + \alpha \right) \tan \sigma + 1 \right),
\end{aligned}$$

$$s = 43 \cos(\sigma + \rho). \tag{3.53}$$

$$t = 43 \sin(\sigma + \rho) =$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{r}{\sin(2\sigma + \rho) \sin \alpha \cos \left( \alpha + \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) + \sigma \right)} (\sin(\sigma + \rho) \cos \sigma \sin(\alpha + \sigma)) \times \tag{3.54} \\
&\quad \times \cos \left( \alpha + \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) \right) \left( \tan \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\alpha}{n} \right) + 2\sigma + \alpha \right) \tan \sigma + 1 \right),
\end{aligned}$$

$$R_1 = 48 \sin(\sigma + \rho) = \frac{47 \sin(\theta - \sigma) \sin(\sigma + \rho)}{\sin \left( \varepsilon + \frac{\pi}{2} \right)}. \tag{3.55}$$

$$e = 48 \cos(\sigma + \rho). \tag{3.56}$$

Мы должны учитывать следующие ограничения:



$$e < s, \quad (3.57)$$

$$\theta < \arccos\left(\frac{1}{n}\right), \quad (3.58)$$

$$\theta - \sigma < \alpha. \quad (3.59)$$

Таким образом, найдены все измерения Трикона. Нижний профиль Трикон может быть изготовлен из полигона 32165:

$$\begin{bmatrix} 0, & 0 \\ a-s+d, & t-r \\ a-s+h, & t \\ a-s+d, & t+r \\ 0, & 2t \end{bmatrix}. \quad (3.60)$$

Верхний профиль Трикон 345:

$$\begin{bmatrix} 0, & 0 \\ s, & t \\ 0, & 2t \end{bmatrix}. \quad (3.61)$$

Рассчитанный элемент выполняет задачу получения пучка света с азимутальной поляризацией круглой формы с заданным диаметром. Подводя итог проведенным расчетам, можно выделить необходимые для изготовления триконуса основные размеры элемента и параметры получаемого пучка, показанные на рисунке 3.9. На рисунке 3.9а представлен общий вид преобразователя поляризации лазерного излучения, а на рисунке 3.9б – конструкция элемента в разрезе. Для простоты здесь показан ход трех лучей – двух крайних и одного промежуточного, а также проведено обобщение некоторых обозначений, использованных ранее.

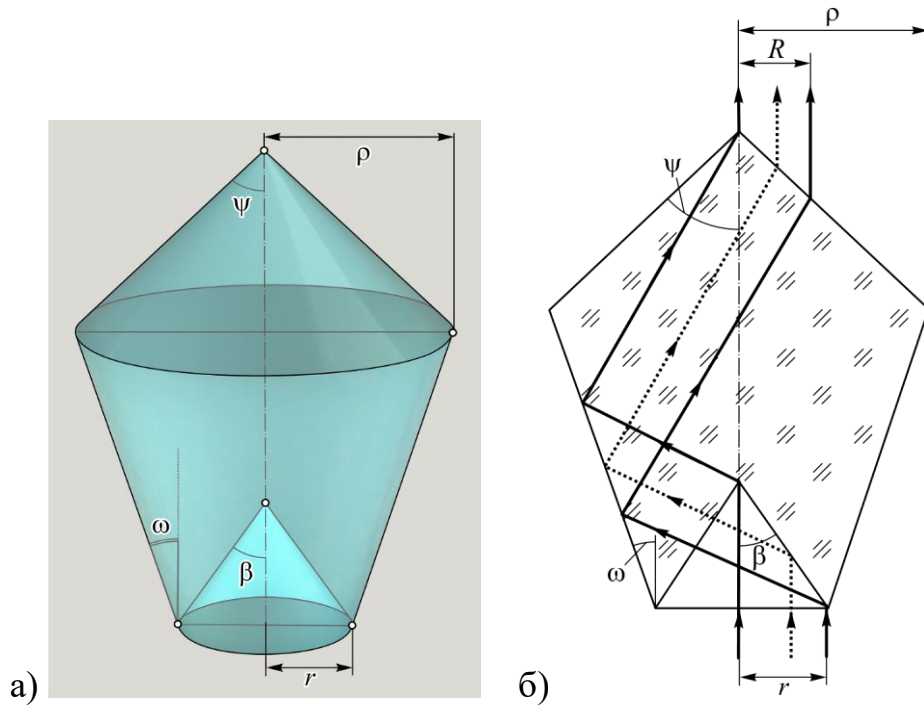


Рисунок 3.9– (а) общий вид преобразователя поляризации лазерного излучения; (б) конструкция элемента в разрезе

Как можно видеть, в новых обозначениях  $\omega$  и  $\psi$  связаны между собой формулой:

$$\psi = 2\omega + \beta - \arctan \left( \frac{\cos \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) + 2\omega + \beta \right)}{n - \sin \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) + 2\omega + \beta \right)} \right) - \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right), \quad (3.62)$$

а радиус входящего пучка  $r$  и выходящего пучка  $R$  связаны формулой:

$$R = r \frac{\sqrt{n^2 - \cos^2 3\beta} \left( 1 - n \sin \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) + 2\omega + \beta \right) \right)}{n \sin 3\beta \left( n - \sin \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) + 2\omega + \beta \right) \right)}. \quad (3.63)$$

Третья коническая поверхность образует заднюю поверхность элемента и имеет радиус основания  $\rho$ :

$$\rho = \frac{r}{\sin(\psi + \omega) \sin \beta \cos \left( \beta + \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) + \omega \right)} \times$$

$$\times \left( \sin(\psi) \cos \omega \sin(\beta + \omega) \cos \left( \beta + \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) \right) \right) \times$$

$$\times \left( \tan \left( \arcsin \left( \frac{\cos 3\beta}{n} \right) + 2\omega + \beta \right) \tan \omega + 1 \right). \quad (3.64)$$

Прошедшие поляризованные лучи падают изнутри на вторую коническую поверхность и в силу полного внутреннего отражения отражаются в направлении на третью коническую поверхность так, чтобы лучи равномерно распределились по круговому сечению выходного пучка. Далее лучи падают на третью коническую поверхность, угол конусности которой  $\psi$ , рассчитанный по формуле (3.62), обеспечивает параллельность всех выходящих лучей после преломления на третьей конической поверхности. После преломления на третьей поверхности лучи поляризованного излучения распространяются в том же направлении, что и лучи света, падающие на первую поверхность, то есть параллельно оптической оси. Кроме того, лучи, падающие на крайние точки первой конической поверхности, при соблюдении всех размеров в соответствии с формулами (3.62), (3.63), (3.64) выходят из третьей конической поверхности один на оптической оси, а второй – на расстоянии  $R$  от оптической оси. Из этого следует, что падающий циркулярно поляризованный пучок круглой формы преобразуется в азимутально поляризованный пучок также круглой формы с радиусом  $R$ , который может быть рассчитан по формуле (3.63).

Представлен новый способ создания цилиндрической поляризации на основе отражения под углом Брюстера. Коническая поверхность генерирует цилиндрически поляризованный пучок лучей, а другие конические поверхности коллимируют его. Теоретическое описание и численное исследование показывают, что предлагаемый биконический аксикон создавать азимутально-поляризованный пучок кольцевой формы.

### ***3.3.3 Исследование влияния показателя преломления элемента на свойства сформированного оптического пучка***

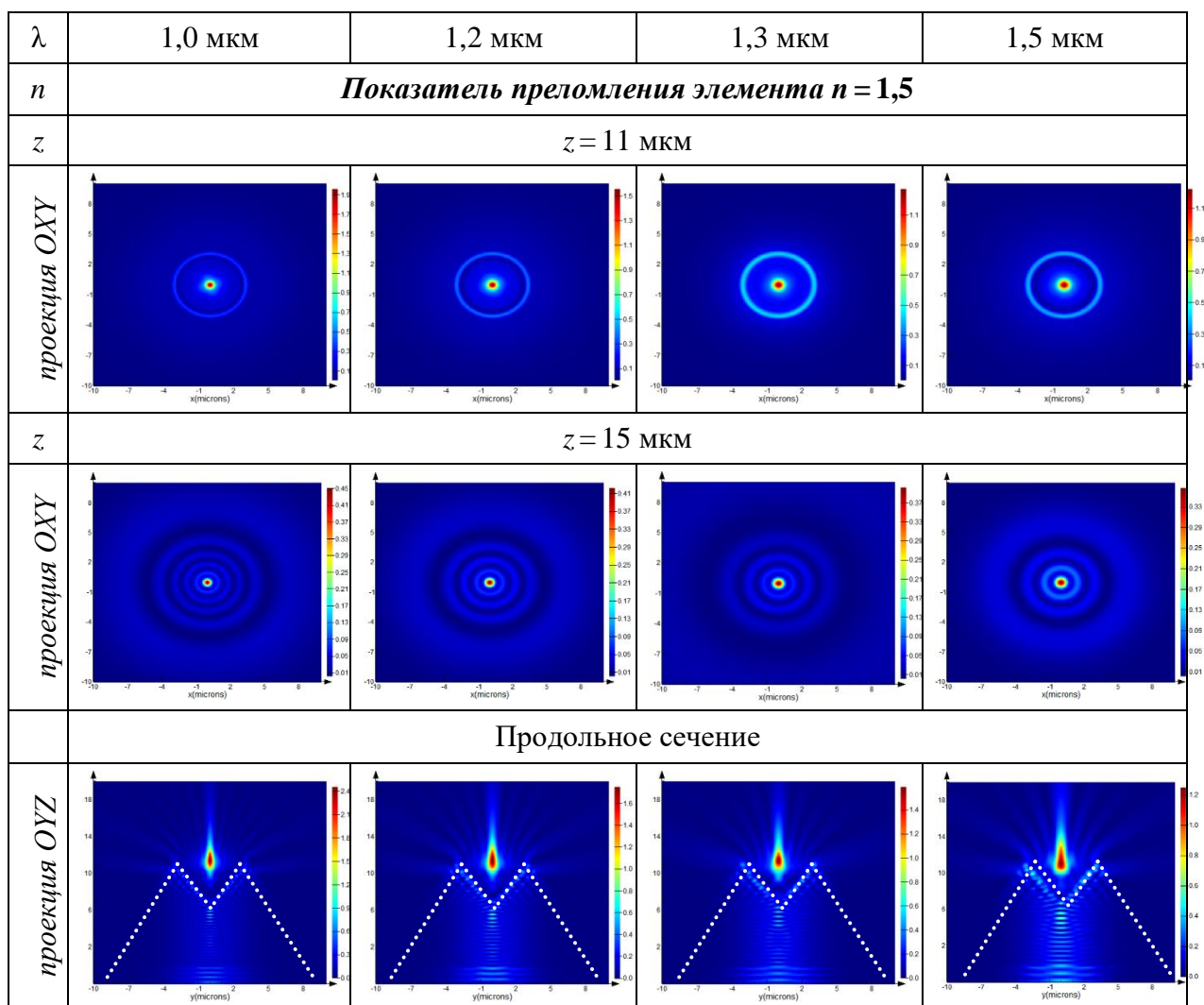
Следующим шагом было проведено исследование влияния показателя преломления элемента на свойства сформированного оптического пучка и действие биконического аксикона на коротко-импульсный Гауссов пучок с круговой поляризацией.

Предлагается не менять конфигурацию (геометрию) элемента, а варьировать только длину волны и показатель преломления. Данное исследование необходимо при причине того, что для разных длин волн показатель преломления несколько разный, а оптический элемент при использовании невозможно динамически менять. Далее будем варьировать только длину волны источника света в диапазоне от 1,0 мкм до 1,5 мкм. В таблице 3.1 представлены результаты расчёта распределения интенсивности электрического поля  $E$  в поперечном и продольном направлении. Видно, что независимо от длины волны  $1 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1,5 \text{ мкм}$  падающего света для фиксированного показателя преломления элемента формируется распределение интенсивности практически с одинаковым радиусом внешнего кольца сразу после элемента (на расстоянии  $z = 11 \text{ мкм}$ ). На некотором расстоянии от элемента ( $z = 15 \text{ мкм}$ ) видно формирование Бесселеподобного распределения с масштабными вариациями, что вполне согласуется с изменением величины длины волны.

Таким образом, на основе численного моделирования методом FDTD показано сохранение работоспособности предложенного элемента при изменении длины волны падающего в достаточно широком диапазоне ( $1 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1,5 \text{ мкм}$ ).

При изучении действие биконического аксикона на коротко-импульсный Гауссов пучок с круговой поляризацией, зададим источник света, как коротко-импульсный Гауссов пучок с круговой поляризацией. Основные параметры импульсного сигнала представлены в таблице 3.2 и на рисунке 3.9.

Таблица 3.1 – Сравнение действия биконического аксикона ( $n = 1,5$ ) источника света с различной длиной волны  $\lambda$  и круговой поляризацией



Таким образом, удаётся охватить достаточно большой разброс по длинам волн в диапазоне от 0,6 мкм до 2,5 мкм. Результаты моделирования действия биконического аксикона с показателем преломления  $n = 1,5$  и импульсного Гауссова пучка с круговой поляризацией (продолжительность импульса 5 фемтосекунд) представлены в таблице 3.3.

Таблица 3.2 – Параметры импульсного пучка

Продолжительность импульса	Ширина полосы	Сдвиг	Центральная длина волны
5 fs	88,2542 THz	28 fs	1,5 $\mu\text{m}$

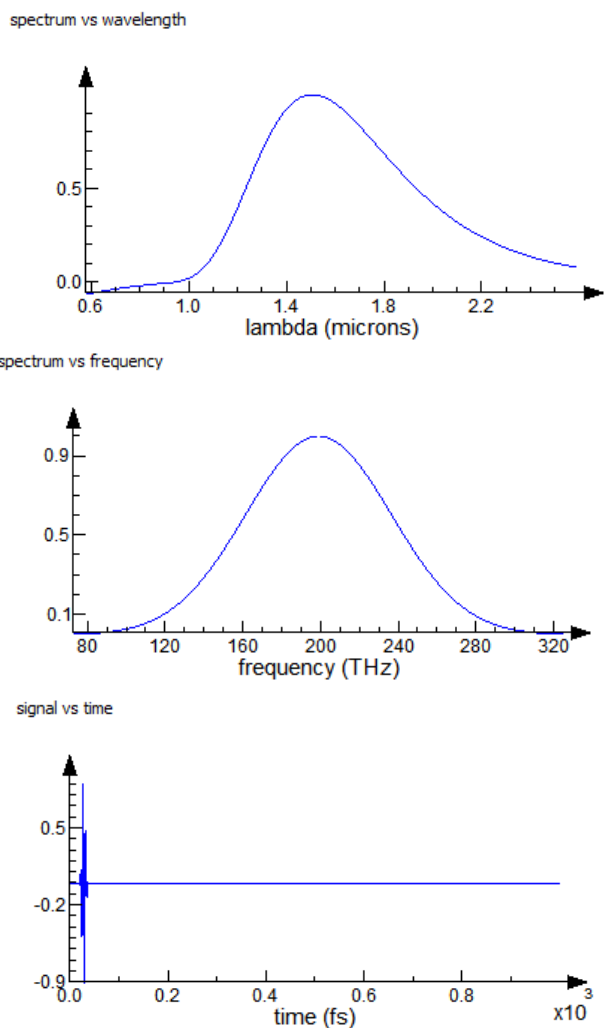


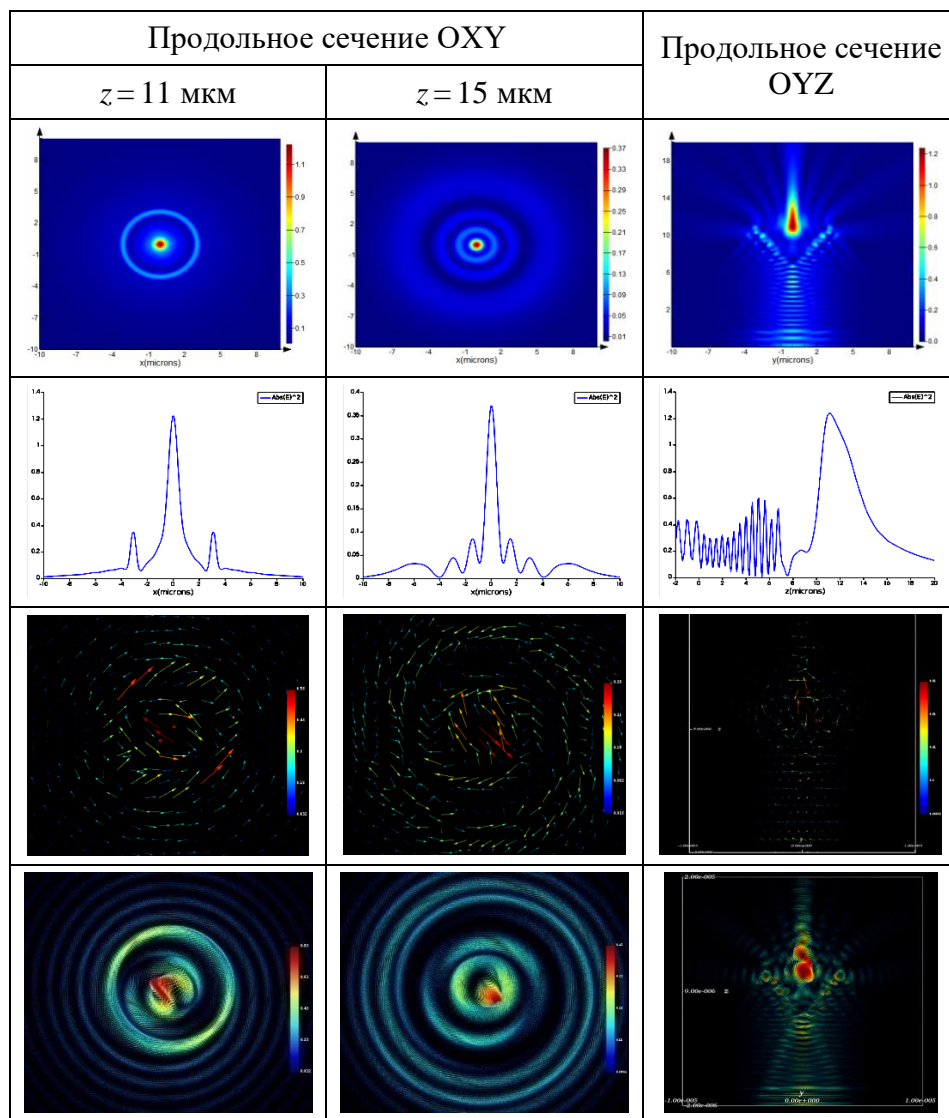
Рисунок 3.10 – Параметры импульсного пучка

Распределение интенсивности, как на поперечном распределении, так и на продольном полностью соответствуют полученным ранее результатам для постоянного источника света. Что касается вектора электрического поля, здесь также сохраняется сложная структура сформированного пучка с азимутальной поляризацией на кольцах.

На основе численного моделирования показано, что показатель преломления материала, из которого изготовлен элемент и длина волны падающего излучения слабо влияют на поляризационные свойства сформированного пучка. Однако, чем меньше показатель преломления (граница снизу – 1,5) и меньше длина волны падающего излучения (граница снизу 1 мкм), тем выше энергетическая эффективность элемента. Кроме того, биконический аксикон позволяет сформировать сложно организованную

структуру пучка вдоль оси  $z$ . В «жерле вулкана» наблюдается спиральное вихревое распределение, причём направление вектора электрического поля описывается поступательным движением вдоль всех осей.

Таблица 3.3 – Действие биконического аксикона ( $n = 1,5$ ) при импульсном источнике света с круговой поляризацией



### 3.4 Выводы к третьей главе

1. Основой предлагаемого подхода является использование конических поверхностей аксикона: преобразование поляризации происходит на внутренней поверхности за счет отражения лучей под углом Брюстера, а внешние поверхности используются для коллимации преобразованного пучка. Элемент преобразует входной циркулярно

поляризованный лазерный пучок, падающий на внутреннюю коническую поверхность, в коллимированный азимутально поляризованный пучок с вихревой фазой.

2. Биконический аксикон создает азимутально-поляризованный пучок кольцевой формы, для создания пучка круглой формы необходимы еще одна или две дополнительные преломляющие конические поверхности.

3. Эксперимент демонстрирует эффективность предлагаемого элемента и подтверждает теоретические предсказания.

4. Показано, что показатель преломления материала, из которого изготовлен элемент и длина волны падающего излучения слабо влияют на поляризационные свойства сформированного пучка. Однако, чем меньше показатель преломления (граница снизу – 1,5) и меньше длина волны падающего излучения (граница снизу 1 мкм), тем выше энергетическая эффективность элемента.



## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В соответствии с поставленной целью и задачами в диссертации получены следующие основные результаты:

1. Разработана и экспериментально реализована оптическая система для формирования пучков с неоднородной поляризацией и заданной амплитудно-фазовой структурой на основе генерации модовых пучков различными участками одного жидкокристаллического модулятора и последующего сложения пучков с использованием интерферометра Маха–Цендера. Полученная энергетическая эффективность формирования пучков в реализованной оптической системе не менее чем в 2 раза больше по сравнению с ранее использовавшейся схемой на основе применения дифракционной решетки. Экспериментально получены два пучка равной мощности с необходимым поляризационным состоянием и заданной амплитудно-фазовой структурой. Достигнута поляризационная чистота пучков более 96 %.

2. Разработаны и изготовлены оптические секторные сэндвич-структуры, состоящие из сложенных вместе дихроичной секторной поляризационной плёнки и бинарно-фазовой пластины для преобразования пучка с круговой поляризацией в цилиндрические векторные лазерные пучки с квазирадиальной поляризацией 1-ого и азимутальной поляризацией 2-ого порядков. В проведенных оптических экспериментах дополнение секторной поляризационной плёнки двухсекторной фазовой пластинкой позволило компенсировать вихревую сингулярность 2-го порядка которая возникает из-за спин-орбитального взаимодействия и получить корреляционные максимумы соответствующие вихревым фазам  $\pm 1$  порядка, и минимум в центре фокальной плоскости, что совпадает с результатами моделирования. При экспериментальном исследовании поля типа «азимутальная поляризация 2-го порядка» также были получены корреляционные максимумы в

соответствующих порядках и нулевая интенсивность в центре фокальной плоскости.

3. Рассчитаны и исследованы многоконические моноблочные оптические элементы для получения азимутально поляризованных пучков с вихревой фазовой зависимостью. На основе численного моделирования в лучевом приближении, а также методом FDTD показано, что двухконический аксикон с показателем преломления  $n = 1,4958$  при освещении Гауссовым пучком с круговой поляризацией и длиной волны  $\lambda = 1,5$  мкм формирует азимутально поляризованный коллимированный пучок кольцевой формы с энергетической эффективностью около 7 %. Соотношение энергий внешнего кольца по отношению к излучению, сосредоточенному в кольце с азимутальной поляризацией составляет 1:16. На основе геометрооптического расчета разработан элемент с третьей конической поверхностью, который дает пучок круглой формы с такой же эффективностью. Изменении длины волны падающего излучения в достаточно широких пределах ( $1 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 1,5 \text{ мкм}$ ) при проведении моделирования не привело к существенному изменению поляризационного состояния пучка.

## СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

ЭГ	– пучки Эрмита–Гаусса
ЛГ	– пучки Лагерра–Гаусса
ЭЛГ	– пучки Эрмита–Лагерра–Гаусса
ДОЭ	– дифракционный оптический элемент
ПМС, SLM	– пространственный модулятор света; spatial light modulator
ЦВП	– цилиндрические векторные пучки
СУМ	– спиновый угловой момент
ОУМ	– орбитальный угловой момент
СФП	– спиральная фазовая пластина
FDTD	– Finite Difference Time Domain; Метод конечных разностей во временной области

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1 Rubinsztein-Dunlop, H. Roadmap on structured light / H. Rubinsztein-Dunlop, A. Forbes, M. V. Berry, et al. // *Journal of Optics*. – 2017. – Vol. 19. – 013001. – DOI: 10.1088/2040-8978/19/1/013001.
- 2 He, C. Towards higher-dimensional structured light / C. He, Y. Shen, A. Forbes // *Light: Science & Applications*. – 2022. – Vol. 11. – 205. – DOI: 10.1038/s41377-022-00897-3.
- 3 Pavani, S. R. P. Three-dimensional localization with nanometer accuracy using a detector-limited double-helix point spread function system / S. R. P. Pavani, A. Greengard, R. Piestun // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Vol. 95. – 021103.
- 4 Spektor, A. N. B. Singular beam microscopy / A. N. B. Spektor // *Applied Optics*. – 2008. – Vol. 47. – P. A78-A87.
- 5 Furhapter, S. B. S. Spiral interferometry / S. B. S. Furhapter, A. Jesacher, M. Ritsch-Marte // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 30. – P. 1953-1955.
- 6 Senthilkumaran, P. Interferometry with vortices / P. Senthilkumaran, J. Masajadar, S. Sato // *International Journal of Optics*. – 2012. – Vol. 2012. – P. 517591-517609.
- 7 Bozinovic, N. Terabit-scale orbital angular momentum mode division multiplexing in fibers / N. Bozinovic, Y. Yue, Y. Ren, M. Tur, P. Kristensen, H. Huang, A. E. Willner, S. Ramachandran // *Science*. – 2013. – Vol. 340. – 1545.
- 8 Lin, J. Multiplexing free-space; optical signals using superimposed collinear orbital angular momentum states / J. Lin, X.-C. Yuan, S. H. Tao, R. E. Burge // *Applied Optics*. – 2007. – Vol. 46. – P. 4680-4685.
- 9 Gibson, G. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum / G. Gibson, J. Courtial, M. Padgett, M. Vasnetsov, V. Pas'ko, S. Barnett, S. Franke-Arnold // *Optics Express*. – 2004. – Vol. 12. – P. 5448-5456.

10 Wang, J. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing / J. Wang, J. Y. Yang, I. M. Fazal, N. Ahmed, Y. Yan, H. Huang, Y. Ren, Y. Yue, S. Dolinar, M. Tur, A. E. Willner // *Nature Photonics*. – 2012. – Vol. 6. – P. 488-496.

11 Abramochkin, E. Microobject manipulations using laser beams with nonzero orbital angular momentum / E. Abramochkin, S. Kotova, A. Korobtsov, N. Loscvsky, A. Mayorova, M. Rakhmatulin, V. Volostnikov // *Laser Physics*. – 2006. – Vol. 16. – P. 842-848.

12 Meier, M. Material processing with pulsed radially and azimuthally polarized laser radiation / M. Meier, V. Romano, T. Feurer // *Applied Physics A: Materials Science and Processing*. – 2007. – Vol. 86. – P. 329-334.

13 Kraus, M. Microdrilling in steel using ultrashort pulsed laser beams with radial and azimuthal polarization / M. Kraus, M. A. Ahmed, A. Michalowski // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 21, Issue 18. – P. 22305-22313.

14 Niziev, V. G. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency / V. G. Niziev, A. V. Nesterov // *Journal of Physics D*. – 1999. – Vol. 32. – P. 1455-1461.

15 Quabis, S. Focusing light into a tighter spot / S. Quabis, R. Dorn, M. Eberler, O. Gleckl, G. Leuchs // *Optics Communications*. – 2000. – Vol. 179. – P. 1-7.

16 Youngworth, K. S. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams / K. S. Youngworth, T. G. Brown // *Optics Express*. – 2000. – Vol. 7. – P. 77-87.

17 Dorn, R. Sharper focus for a radially polarized light beam / R. Dorn, G. Leuchs, S. Quabis // *Physics Review Letters*. – 2003. – Vol. 91, Issue 23. – P. 233901-233904.

18 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, Issue 6. – P. 1793-1798.

19 Rao, L. Focus shaping of cylindrically polarized vortex beams by a high numerical-aperture lens / L. Rao, J. Pu, Z. Chen, P. Yei // *Optics & Laser Technology*. – 2009. – Vol. 41. – P. 241-246.

20 Котляр, В. В. Моделирование острой фокусировки радиально-поляризованной лазерной моды с помощью конического и бинарного микроаксионона / В. В. Котляр, С. С. Стафеев // *Компьютерная оптика*. – 2009. – Т. 33, № 1. – С. 52-60.

21 Sick, B. Orientational imaging of single molecules by annular illumination / B. Sick, B. Hecht, L. Novotny // *Physics Review Letters*. – 2000. – Vol. 85. – P. 4482-4485.

22 Novotny, L. Longitudinal field modes probed by single molecules / L. Novotny, M. R. Beversluis, K. S. Youngworth, T. G. Brown // *Physics Review Letters*. – 2001. – Vol. 86. – P. 5251-5254.

23 Zhan, Q. Focus shaping using cylindrical vector beams / Q. Zhan, J. Legre // *Optics Express*. – 2002. – Vol. 7, Issue 10. – P. 324-331.

24 Kawauchi, H. Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam / H. Kawauchi, K. Yonezawa, Y. Kozawa, S. Sato // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32. – P. 1839.

25 Romea, R. D. Modeling of inverse Cherenkov laser acceleration with axicon laser beam focusing. / R. D. Romea, W. D. Kimura // *Physical Review D*. – 1990. – Vol. 42, Issue 5. – P. 1807.

26 Gupta, D. N. Electron acceleration to GeV energy by a radially polarized laser / D. N. Gupta, N. Kant, D. E. Kim, H. Suk // *Physics Letters A*. – 2007. – Vol. 368. – P. 402-407.

27 Alferov, S.V. On the possibility of controlling laser ablation by tightly focused femtosecond radiation / S. V. Alferov, S. V. Karpeev, S. N. Khonina, K. N. Tukmakov, O. Yu. Moiseev, S. A. Shulyapov, K. A. Ivanov, A. B. Savel'ev-Trofimov // *Quantum Electronics*. – 2014. – Vol. 44, Issue 11. – P. 1061-1065. – DOI: 10.1070/QE2014v044n11ABEH015471.

28 Khonina, S.N. Inverse energy flux of focused radially polarized optical beams / S. N. Khonina, A. V. Ustinov, S. A. Degtyarev // *Physical Review A*. – 2018. – Vol. 98(4). – 043823. – DOI: 10.1103/PhysRevA.98.043823.

29 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. Alferov, S. V. Karpeev // *Optics Letters*. – 2013. – Vol. 38, Issue 17. – P. 3223-3226. – DOI: 10.1364/OL.38.003223.

30 Khonina, S.N. How low can STED go? Comparison of different write-erase beam combinations for stimulated emission depletion microscopy / S. N. Khonina, I. Golub // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2012. – Vol. 29, Issue 10. – P. 2242-2246. – DOI: 10.1364/JOSAA.29.002242.

31 Khonina, S. N. Spatiotemporal dynamics of the polarization state of laser radiation performed by lens-axicon combinations / S. N. Khonina, S. G. Volotovskiy, A. V. Ustinov, A. P. Porfirev // *Physics Letters A*. – 2019. – Vol. 383, Issue 21. – P. 2535-2541. – DOI: 10.1016/j.physleta.2019.05.006.

32 Wang, H. The propagation of radially polarized partially coherent beam through an optical system in turbulent atmosphere / H. Wang, D. Liu, Z. Zhou // *Applied Physics B*. – 2010. – Vol. 101, Issue 1. – P. 361-369. – DOI: 10.1007/s00340-010-4106-7.

33 Venkatakrishnan, K. Interconnect microvia drilling with a radially polarized laser beam / K. Venkatakrishnan, B. Tan // *Journal of Micromechanics and Microengineering*. – 2006. – Vol. 16. – P. 2603-2607.

34 Yirmiyahu, Y. Excitation of a single hollow waveguide mode using inhomogeneous anisotropic subwavelength structures / Y. Yirmiyahu, A. Niv, G. Biener, V. Kleiner, E. Hasman // *Optics Express*. – 2007. – Vol. 15, Issue 20. – P. 13404-13414.

35 Zhan, Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications / Q. Zhan // *Advances in Optics and Photonics*. – 2009. – Vol. 1, Issue 1. – P. 1-57.

36 Pohl, D. Operation of a Ruby laser in the purely transverse electric mode TE<sub>01</sub> / D. Pohl // *Applied Physics Letters*. – 1972. – Vol. 20. – P. 266-267.

37 Machavariani, G. Birefringence-induced bifocusing for selection of radially or azimuthally polarized laser modes / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe // *Applied Optics*. – 2007. – Vol. 46, Issue 16. – P. 3304-3310.

38 Ito, A. Selective oscillation of radially and azimuthally polarized laser beam induced by thermal birefringence and lensing / A. Ito, Y. Kozawa, S. Sato // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2009. – Vol. 26, Issue 4. – P. 708-712.

39 Okorkov, V. N. Phase retarder for transformation of polarization of high-power infrared laser beams based on resonant excitation of surface electromagnetic waves on metallic diffraction gratings / V. N. Okorkov, V. Y. Panchenko, B. V. Russkikh, V. N. Seminogov, V. I. Sokolov, V. P. Yakunin // *Optical Engineering*. – 1994. – Vol. 33, Issue 10. – P. 3145-3155.

40 Гончаровский, А. А. Оптические элементы лазерного резонатора для генерации луча с осесимметричной поляризацией / А. А. Гончаровский, А. В. Нестеров, В. Г. Низъев // *Оптика и спектроскопия*. – 2000. – Т. 89. – С. 160-163.

41 Kozawa, Y. Generation of a radially polarized laser beam by use of a conical Brewster prism / Y. Kozawa, Sh. Sato // *Optics Letters*. – 2005. – Vol. 30, Issue 22. – P. 3063-3065.

42 Karpeev, S. Generation of a controlled double-ring-shaped radially polarized spiral laser beam using a combination of a binary axicon with an interference polarizer / S. Karpeev, V. Parandin, S. Khonina // *Journal of Optics*. – 2017. – Vol. 19(5). – 055701. – DOI: 10.1088/2040-8986/aa640c.

43 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.



44 Quabis, S. Generation of a radially polarized doughnut mode of high quality / S. Quabis, R. Dora, G. Luchs // *Applied Physics B*. – 2005. – Vol. 81. – P. 597-600.

45 Machavariani, G. Efficient extracavity generation of radially and azimuthally polarized beams / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32, Issue 11. – P. 1468-1470.

46 Man, Z. Arbitrary vector beams with selective polarization states patterned by tailored polarizing films / Z. Man, C. Min, Y. Zhang, Z. Shen, X.-C. Yuan // *Laser Physics*. – 2013. – Vol. 23. – 105001.

47 Kharitonov, S. I. Conversion of a conical wave with circular polarization into a vortex cylindrically polarized beam in a metal waveguide / S. I. Kharitonov, S. N. Khonina // *Computer Optics*. – 2018. – Vol. 42(2). – P.197-211. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-2-197-211.

48 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 Сибирского отделения Российской академии наук*. – 2011. – Т. 13, № 4(2). – С. 580-583.

49 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.

50 Passilly, N. Simple interferometric technique for generation of a radially polarized light beam / N. Passilly, R. de Saint Denis, K. Aït-Ameur, F. Treussart, R. Hierle, J.-F. Roch // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2005. – Vol. 22(5). – P. 984-991.

51 Tidwell, S. C. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer / S. C. Tidwell, G. H. Kim, W. D. Kimura // *Applied Optics*. – 1993. – Vol. 32. – P. 5222-5229.

52 Gong, H. X. Generation of vector vortex beams based on Mach-Zehnder interferometer / H. X. Gong, X. T. Jia, J. Tao, J. Q. Lu // *Chinese Journal of Lasers*. – 2018. – Vol. 45(1). – 0105001.

53 Niu, C. H. A new method for generating axially-symmetric and radially-polarized beams / C. H. Niu, B. Y. Gu, B. Z. Dong, Y. Zhang // Journal of Physics D. – 2005. – Vol. 38. – P. 827-832

54 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.

55 Карпеев, С. В. Оптическая схема для универсальной генерации и конверсии поляризационно-неоднородного лазерного излучения с использованием ДОЭ / С. В. Карпеев, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2009. – Т. 33, № 3. – С. 261-267.

56 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.

57 Карпеев, С. В. Простой способ генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения, основанный на применении ДОЭ / С. В. Карпеев, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. – 2011. – Т. 34, № 1. – С. 54-62.

58 Churin, E. G. Polarization configurations with singular point formed by computer generated holograms / E. G. Churin, J. HoBfeld, T. Tschudi // Optics Communications. – 1993. – Vol. 99. – P. 13-17.

59 Wang, X.-L. Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement / X.-L. Wang, J. Ding, W.-J. Ni, C.-S. Guo, H.-T. Wang // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32(24). – P. 3549-3551.

60 Liu, S. Generation of arbitrary spatially variant polarization beams with a trapezoid Sagnac interferometer / S. Liu, P. Li, T. Peng, J. Zhao // Optics Express. – 2012. – Vol. 20(19). – P. 21715-21721.

61 Zhou, J. X. Generation of Airy vortex and Airy vector beams based on the modulation of dynamic and geometric phases / J. X. Zhou, Y. C. Liu, Y. G. Ke, H. L. Luo, S. C. Wen // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40(13). – P. 3193-3196.

62 Kalita, R. The generation of arbitrary vector beams using a division of a wavefront-based setup / R. Kalita, M. Gaffar, B. R. Boruah // *Journal of Optics*. – 2016. – Vol. 18(7). – 075604.

63 Li, P. Generation of perfect vectorial vortex beams / P. Li, Y. Zhang, S. Liu, C. Ma, L. Han, H. Cheng, J. Zhao // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41. – P. 2205- 2208.

64 Chen, H. Generation of vector beam with space-variant distribution of both polarization and phase / H. Chen, J. J. Hao, B. F. Zhang, J. Xu, J. P. Ding, H. T. Wang // *Optics Letters*. – 2011. – Vol. 36(16). – P. 3179-3181.

65 Qi, J. L. Generation and double-slit interference of higher-order vector beams / J. L. Qi, X. J. Li, W. H. Wang, X. F. Wang, W. C. Sun, J. L. Liao // *Applied Optics*. – 2013. – Vol. 52(34). – P. 8369-8375.

66 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.

67 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 // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2010. – Vol. 27, Issue 10. – P. 2188-2197.

68 Haist, T. Holography using pixelated spatial light modulators—part 1: theory and basic considerations / T. Haist, W. Osten // *Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology*. – 2015. – Vol. 14(4). – 041310. – DOI: 10.1117/1.JMM.14.4.041310.

69 Kovalev, M. S. Measurement of wavefront curvature using computer-generated holograms / M. S. Kovalev, G. K. Krasin, S. B. Odinokov, A. B. Solomashenko, E. Yu. Zlokazov // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27(2). – P. 1563-1568. – DOI: 10.1364/OE.27.001563.

70 Žurauskas, M. IsoSense: frequency enhanced sensorless adaptive optics through structured illumination / M. Žurauskas, I. M. Dobbie, R. M. Parton, M. A. Phillips, A. Göhler, I. Davis, M. J. Booth // *Optica*. – 2019. – Vol. 6(3). – P. 370-379. – DOI: 10.1364/OPTICA.6.000370.

71 Ruchka, P. A. Hardware/software support for correlation detection in holographic wavefront sensors / P. A. Ruchka, N. M. Verenikina, I. V. Gritsenko, E. Yu. Zlokazov, M. S. Kovalev, G. K. Krasin, S. B. Odinson, N. G. Stsepuro // *Optics and Spectroscopy*. – 2019. – Vol. 127. – P. 618-624. – DOI: 10.1134/S0030400X19100230.

72 Васильев, А. А. Достижения в области разработки и применений оптически управляемых пространственных жидкокристаллических модуляторов света (обзор) / А. А. Васильев, И. Н. Компанец, А. В. Парфенов // *Квантовая электроника*. – 1983. – Т. 10, № 6. – С. 1079-1088.

73 Zlokazov, E. Yu. Development of projection-type optical scheme for computer-generated Fourier hologram recorder / E. Yu. Zlokazov, S. B. Odinson, N. M. Verenikina, S. S. Donchenko // *Chinese Optics Letters*. – 2017. – Vol. 15(4). – 040903. – DOI: 10.3788/COL201715.040903.

74 Zlokazov E. Yu. Transparency function presentation of computer generated Fourier holograms for complex data page restoration / E. Yu. Zlokazov// *Japanese Journal of Applied Physics*. – 2019. – Vol. 58(SK). – SKKD04. – DOI: 10.7567/1347-4065/ab2f6c.

75 Goncharov, D. S. Features of the implementation of holographic invariant correlation filters based on a phase liquid-crystal space-time light modulator / D. S. Goncharov, E. Yu. Zlokazov, E. K. Petrova, N. M. Ponomarev, R. S. Starikov // *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*. – 2019. – Vol. 46(4). – P. 126-129. – DOI: 10.3103/S1068335619040055.

76 Lin, M. Parallel phase-shifting digital holography with adaptive function using phase-mode spatial light modulator / M. Lin, K. Nitta, O. Matoba, Y. Awatsuji // *Applied Optics*. – 2012. – Vol. 51(14). – P. 2633-2637. – DOI: 10.1364/AO.51.002633.

77 Rosen, J. Incoherent digital holography with phase-only spatial light modulators / J. Rosen, R. Kelner, Y. Kashter // *Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology*. – 2015. – Vol. 14(4). – 041307. – DOI: 10.1117/1.jmm.14.4.041307.

78 Mu, Q. Adaptive optics imaging system based on a high-resolution liquid crystal on silicon device / Q. Mu, Z. Cao, L. Hu, D. Li, L. Xuan / *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14(18). – P. 8013-8018. – DOI: 10.1364/oe.14.008013.

79 King, S. V. Spatial light modulator phase mask implementation of wavefront encoded 3D computational-optical microscopy / S. V. King, A. Doblas, N. Patwary, G. Saavedra, M. Martínez-Corral, C. Preza // *Applied Optics*. – 2015. – Vol. 54(29). – P. 8587-8595. – DOI: 10.1364/ao.54.008587.

80 Klauss, A. Binary phase masks for easy system alignment and basic aberration sensing with spatial light modulators in STED microscopy / A. Klauss, F. Conrad, C. Hille // *Scientific Reports*. – 2017. – Vol. 7(1). – 15699. – DOI: 10.1038/s41598-017-15967-5.

81 Beversluis, M. R. Programmable vector point-spread function engineering / M. R. Beversluis, L. Novotny, S. J. Stranick // *Optics Express*. – 2006. – Vol. 14(7). – P. 2650-2656. – DOI: 10.1364/oe.14.002650.

82 Kozacki, T. Holographic display with tilted spatial light modulator / T. Kozacki // *Applied Optics*. – 2011. – Vol. 50. – P. 3579-3588. – DOI: 10.1364/AO.50.003579.

83 Efron, U. Spatial light modulator technology: material, devices, and applications / edited by U. Efron. – New York, NY, USA: Marcel Dekker Press, 1995.

84 Efron, U. Spatial light modulators for optical computing and information processing / U. Efron // *System Sciences*. – 1989. – Vol. 1. – 416.

85 Huot, N. Programmable focal spot shaping of amplified femtosecond laser pulses and their application to micromachining / N. Huot, N. Sanner, E. Audouard // *Proceedings of SPIE*. – 2006. – Vol. 6400. – 64000K.

86 Scanner, N. Spatial beam shaping of femtosecond laser pulses application to micromachining and photowriting / N. Scanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J. Huignard // Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO). – 2005. – Vol. 3. – P. 1909-1911. – DOI: 10.1109/CLEO.2005.202316.

87 Scanner, N. Direct ultrafast laser micro-structuring of materials using programmable beam shaping / N. Scanner, N. Huot, E. Audouard, C. Larat, J. Huignard // Optics and Lasers Engineering. – 2007. – Vol. 45, Issue 6. – P. 737-741.

88 Jesacher, A. Parallel direct laser writing in three dimensions with spatially dependent aberration correction / A. Jesacher, M. J. Booth // Optics Express. – 2010. – Vol. 18(20). – P. 21090-21099.

89 Mauchair, C. Ultrafast laser writing of homogeneous longitudinal waveguides in glasses using dynamic wavefront correction / C. Mauchair, A. Mermillod-Blondin, N. Huot, E. Audouard, R. Stoian // Optics Express. – 2008. – Vol. 16(8). – P. 5481-5492.

90 Kuang, Z. Ultrashort pulse laser patterning of indium tin oxide thin films on glass by uniform diffractive beam patterns / Z. Kuang, W. Perrie, D. Liu, P. Fitzsimons, S. Edwardson, E. Fearon, G. Dearden, K. Watkins // Applied Surface Science. – 2012. – Vol. 258. – P. 7601-7606.

91 Kuang, Z. High throughput diffractive multi-beam femtosecond laser processing using a spatial light modulator / Z. Kuang, W. Perrie, J. Leach, M. Sharp, S. Edwardson, M. Padgett, G. Dearden, K. Watkins // Applied Surface Science. – 2008. – Vol. 255(5). – P. 2284-2289.

92 Kuang, Z. Fast parallel diffractive multi-beam femtosecond laser surface micro-structuring / Z. Kuang, D. Liu, W. Perrie, S. Edwardson, M. Sharp, E. Fearon, G. Dearden, K. Watkins // Applied Surface Science. – 2009. – Vol. 255(13). – P. 6582-6588.

93 Otte, E. Complex light fields enter a new dimension: holographic modulation of polarization in addition to amplitude and phase / E. Otte, C.

Schlickriede, C. Alpmann, C. Denz // *Proceedings of SPIE*. – 2015. – Vol. 9379. – 937908.

94 Davis, J. A. Encoding amplitude and phase information onto a binary phase-only spatial light modulator / J. A. Davis, K. O. Valadéz, D. M. Cottrell // *Applied Optics*. – 2003. – Vol. 42. – P. 2003-2008.

95 Han, W. Vectorial optical field generator for the creation of arbitrarily complex fields / W. Han, Y. Yang, W. Cheng, Q. Zhan // *Optics Express*. – 2013. – Vol. 21. – P. 20692-20706.

96 Fu, S. Simultaneous generation of multiple perfect polarization vortices with selective spatial states in various diffraction orders / S. Fu, C. Gao, T. Wang, S. Zhang, Y. Zhai // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41. – P. 5454-5457.

97 Fu, S. Generating perfect polarization vortices through encoding liquid-crystal display devices / S. Fu, T. Wang, C. Gao // *Applied Optics*. – 2016. – Vol. 55. – P. 6501-6505.

98 Fu, S. Anisotropic polarization modulation for the production of arbitrary Poincaré beams / S. Fu, C. Gao, T. Wang, Y. Zhai, C. Yin // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2018. – Vol. 35. – P. 1-7.

99 Bashkansky, M. Azimuthally and radially polarized light with a nematic SLM / M. Bashkansky, D. Park, F. K. Fatemi // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18. – P. 212-217.

100 Qi, J. Generation and analysis of both in-phase and out-phase radially polarized femtosecond-pulse beam / J. Qi, W. Sun, J. Liao, Y. Nie, X. Wang, J. Zhang, X. Liu, H. Jia, M. Lu, S. Chen, J. Liu, J. Yang, J. Tan, X. Li // *Optical Engineering*. – 2013. – Vol. 52(2). – 024201.

101 Zhang, Y. Efficient generation of vector beams by calibrating the phase response of a spatial light modulator / Y. Zhang, P. Li, C. Ma, S. Liu, H. Cheng, L. Han, J. Zhao // *Applied Optics*. – 2017. – Vol. 56. – P. 4956-4960.

102 Liu, S. Highly efficient generation of arbitrary vector beams with tunable polarization, phase, and amplitude / S. Liu, S. Qi, Y. Zhang, P. Li, D. Wu, L. Han, J. Zhao // *Photonics Research*. – 2018. – Vol. 6(4). – P. 228-233.

103 Zhou, Y. Compact optical module to generate arbitrary vector vortex beams / Y. Zhou, X. Li, Y. Cai, Y. Zhang, S. Yan, M. Zhou, M. Li, B. Yao // *Applied Optics*. – 2020. – Vol. 59. – P. 8932-8938.

104 Forbes, A. Creation and detection of optical modes with spatial light modulators / A. Forbes, A. Dudley, M. McLaren // *Advances in Optics and Photonics*. – 2016. – Vol. 8. – P. 200-227.

105 Rosales-Guzmán, C. How to shape light with spatial light modulators / C. Rosales-Guzmán, A. Forbes. – Bellingham: Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers SPIE, 2017.

106 Maurer, C. Tailoring of arbitrary optical vector beams / C. Maurer, A. Jesacher, S. Fürhapter, S. Bernet, M. Ritsch-Marte // *New Journal of Physics*. – 2007. – Vol. 9(3). – 78. – DOI:10.1088/1367-2630/9/3/078.

107 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, T. Sonehara // *Applied Optics*. – 2000. – Vol. 39. – P. 1549-15541.

108 Mark, A.A. Method for the generation of arbitrary complex vector wave fronts / M. A. A. Neil, F. Massoumian, R. Juškaitis, T. Wilson // *Optics Letters*. – 2002. – Vol. 27(21). – P. 1929-1931.

109 Kohler, C. Hologram optimization for SLM-based reconstruction with regard to polarization effects / C. Kohler, T. Haist, X. Schwab, W. Osten // *Optics Express*. – 2008. – Vol. 16(19). – P. 14853-14861.

110 Cancula, M. Generation of vector beams with liquid crystal disclination lines. / M. Cancula, M. Ravnik, S. Zumer // *Physical Review E*. – 2014. – Vol. 90. –022503.

111 Wang, X.-L. Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement / X.-L. Wang, J. Ding, W.-J. Ni, C.-S. Guo, H.-T. Wang // *Optics Letters*. – 2007. – Vol. 32(24). – P. 3549-3551.



112 Rosales-Guzmán, C. Simultaneous generation of multiple vector beams on a single SLM / C. Rosales-Guzmán, N. Bhebhe, A. Forbes // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25. – P. 25697-25706.

113 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, Issue 12. – P. 2385-2387. – DOI: 10.1364/OL.37.002385.

114 Gao, X-Z. Redistributing the energy flow of tightly focused ellipticity-variant vector optical fields. / X.-Z. Gao, Y. Pan, G.-L. Zhang, M.-D. Zhao, Z.-C. Ren, C.-G. Tu, Y.-N. Li, H.-T. Wang // *Photonics Research*. – 2017. – Vol. 5. – P. 640-648.

115 Khonina, S. N. Generating inhomogeneously polarized higher-order laser beams by use of DOEs / S. N. Khonina, S. V. Karpeev // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2011. – Vol. 28(10). – P. 2115-2123. – DOI: 10.1364/JOSAA.28.002115.

116 \*Карпеев, С. В. Интерференционная схема для генерации поляризационно-неоднородного лазерного излучения с использованием пространственного модулятора света / С. В. Карпеев, В. В. Подлипов, А. М. Алгубили // *Компьютерная оптика*. – 2020. – Т. 44, № 2. – С. 214-218. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-698.

117 \*Karpeev, S. Interference shaper of polarization-inhomogeneous laser beams based on a spatial light modulator / S. Karpeev, V. Podlipnov, N. Ivliev, A. Algubili // 2020 International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT). – 2020. – P. 1-4. – DOI: 10.1109/ITNT49337.2020.9253170.

118 Berezny, A. E. Computer-generated holographic optical elements produced by photolithography / A. E. Berezny, S. V. Karpeev, G. V. Uspleniev // *Optics and Lasers in Engineering*. – 1991. – Vol. 15(5). – P. 331-340. – DOI: 10.1016/0143-8166(91)90020-T.

119 Методы компьютерной оптики / А. В. Волков, Д. Л. Головашкин, Л. Д. Досколович, Н. Л. Казанский, В. В. Котляр, В. С. Павельев, Р. В. Скиданов, В. А. Сойфер, В. С. Соловьёв, Г. В. Успенъев, С. И. Харитонов, С. Н. Хонина; под ред. В. А. Сойфера. – Изд. 2-е, испр. – М.: Физматлит, 2003. – 688 с.

120 Khonina, S. N., Techniques for encoding composite diffractive optical elements, / S. N. Khonina, V. V. Koltlyar, V. A. Soifer // Proceedings of SPIE. – 2003. – Vol. 5036. – P. 493-498.

121 Khonina, S. N. Encoded binary diffractive element to form hypergeometric laser beams / S. N. Khonina, S. A. Balalayev, R. V. Skidanov, V. V. Kotlyar, B. Päivänranta, J. Turunen // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. – 2009. – Vol. 11, Issue 6. – 065702. – DOI: 10.1088/1464-4258/11/6/065702.

122 Machavariani, G. Spatially-variable retardation plate for efficient generation of radially and azimuthally-polarized beams / G. Machavariani, Y. Lumer, I. Moshe, A. Meir, S. Jackel // Optics Communications. – 2008. – Vol. 281. – P. 732-738.

123 Zhou, P. Propagation property of a nonuniformly polarized beam array in turbulent atmosphere / P. Zhou, X. Wang, Y. Ma, H. Ma, X. Xu, Z. Liu // Applied Optics. – 2011. – Vol. 50. – P. 1234-1239.

124 Malik, M. Influence of atmospheric turbulence on optical communications using orbital angular momentum for encoding / M. Malik, M. O’Sullivan, B. Rodenburg, M. Mirhosseini, J. Leach, M. P. J. Lavery, M. J. Padgett, R. W. Boyd // Optics Express. – 2012. – Vol. 20(12). – P. 13195-13200.

125 Dong, Y. Statistical properties of a cylindrical vector partially coherent beam in turbulent atmosphere / Y. Dong, Y. Cai, C. Zhao, M. Yao // Applied Physics B. – 2013. – Vol. 112(2). – P. 247-259.

126 Millione, G. Using the nonseparability of vector beams to encode information for optical communication / G. Millione, Th. A. Nguyen, J. Leach, D. A. Nolan, R. R. Alfano // Optics Letters. – 2015. – Vol. 40(21). – P. 4887-4890.

127 Chen, Z. Y. Use of polarization freedom beyond polarization-division multiplexing to support high-speed and spectral-efficient data transmission / Z. Y. Chen, L. S. Yan, Y. Pan, L. Jiang, A. L. Yi, W. Pan, B. Luo // *Light Science & Applications*. – 2017. – Vol. 6. – e16207.

128 Qiao, W. Approach to multiplexing fiber communication with cylindrical vector beams / W. Qiao, T. Lei, Z. Wu, S. Gao, Z. Li, X. Yuan // *Optics Letters*. – 2017. – Vol. 42(13). – P. 2579-2582.

129 Borghi, R. Highly focused spirally polarized beams / R. Borghi, M. Santarsiero, M. A. Alonso // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2005. – Vol. 22(7). – P. 1420-1431.

130 Rashid, M. Focusing of high order cylindrical vector beams / M. Rashid, O. M. Marago, P. H. Jones // *Journal of Optics*. – 2009. – Vol. 11(6). – 065204.

131 Khonina, S. N. Enlightening darkness to diffraction limit and beyond: comparison and optimization of different polarizations for dark spot generation / S. N. Khonina, I. Golub // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2012. – Vol. 29(7). – P. 1470-1474. – DOI: 10.1364/JOSAA.29.001470.

132 Zhou, Z. Tight focusing of axially symmetric polarized beams with fractional orders / Z. Zhou, L. Zhu // *Optical and Quantum Electronics*. – 2015. – Vol. 48. – 44. – DOI: 10.1007/s11082-015-0260-9.

133 Porfirev, A. P. Polarization conversion when focusing cylindrically polarized vortex beams / A. P. Porfirev, A. V. Ustinov, S. N. Khonina // *Scientific Reports*. – 2016. – Vol. 6. – 6. – DOI: 10.1038/s41598-016-0015-2.

134 Man, Z. Redistributing the energy flow of a tightly focused radially polarized optical field by designing phase masks / Z. Man, Z. Bai, S. Zhang, X. Li, J. Li, X. Ge, Y. Zhang, S. Fu // *Optics Express*. – 2018. – Vol. 26(18). – P. 23935-23944.

135 Porfirev, A. P. Astigmatic transformation of optical vortex beams with high-order cylindrical polarization / A. P. Porfirev, S. N. Khonina // *Journal of the*

Optical Society of America B. – 2019. – Vol. 36(8). – P. 2193-2201. – DOI: 10.1364/JOSAB.36.002193.

136 Khonina, S. N. Vortex beams with high-order cylindrical polarization: features of focal distributions / S. N. Khonina // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. – 2019. – Vol. 125(6). – 100. – DOI: 10.1007/s00340-019-7212-1.

137 Chen, W. Three-dimensional focus shaping with cylindrical vector beams / W. Chen, Q. Zhan // *Optics Communications*. – 2006. – Vol. 265. – P. 411-417.

138 Wang, X. L. Configurable three-dimensional optical cage generated from cylindrical beams / X. L. Wang, J. Ding, J. Q. Qin, J. Chen, Y. X. Fan, H. T. Wang // *Optics Communications*. – 2009. – Vol. 282. – P. 3421-3425.

139 Khonina, S. N. Engineering the smallest 3D symmetrical bright and dark focal spots / S. N. Khonina, I. Golub // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2013. – Vol. 30(10). – P. 2029-2033. – DOI: 10.1364/JOSAA.30.002029.

140 Khonina, S. N. Shaping of spherical light intensity based on the interference of tightly focused beams with different polarizations / S. N. Khonina, A. V. Ustinov, S. G. Volotovskiy // *Optics and Laser Technology*. – 2014. – Vol. 60. – P. 99-106. – DOI: 10.1016/j.optlastec.2014.01.012.

141 Qin, F. Shaping a subwavelength needle with ultra-long focal length by focusing azimuthally polarized light / F. Qin, K. Huang, J. Wu, J. Jiao, X. Luo, C. Qiu, M. Hong // *Scientific Reports*. – 2015. – Vol. 5. – 9977. – DOI: 10.1038/srep09977.

142 Man, Z. Optical cage generated by azimuthal and radial-variant vector beams / Z. Man, Z. Bai, J. Li, S. Zhang, X. Li, Y. Zhang, X. Ge, S. Fu // *Applied Optics*. – 2018. – Vol. 57. – P. 3592-3597.

143 Török, P. The use of Gauss–Laguerre vector beams in STED microscopy / P. Török, P. R. T. Munro // *Optics Express*. – 2004. – Vol. 12. – P. 3605- 3617.

144 Bokor, N. On polarization effects in fluorescence depletion microscopy / N. Bokor, Y. Iketabi, T. Watanabe, K. Daigoku, N. Davidson, M. Fujii // *Optics Communications*. – 2007. – Vol. 272. – P. 263-268.

145 Yan, S. Radiation forces of a highly focused radially polarized beam on spherical particles / S. Yan, B. Yao // *Physical Review A*. – 2007. – Vol. 76(5). – 053836. – DOI: 10.1103/PhysRevA.76.053836.

146 Xue, Y. Focus shaping and optical manipulation using highly focused second-order full Poincaré beam / Y. Xue, Y. Wang, S. Zhou, H. Chen, G. Rui, B. Gu, Q. Zhan // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2018. – Vol. 35. – P. 953-958.

147 Shi, P. Structured spin angular momentum in highly focused cylindrical vector vortex beams for optical manipulation / P. Shi, L. Du, X. Yuan // *Optics Express*. – 2018. – Vol. 26(18). – P. 23449-23459.

148 Nivas, J. J. J. Surface structuring with polarization-singular femtosecond laser beams generated by a q-plate / J. J. J. Nivas, F. Cardano, Z. Song, A. Rubano, R. Fittipaldi, A. Vecchione, D. Paparo, L. Marrucci, R. Bruzzese, S. Amoroso // *Scientific Reports*. – 2017. – Vol. 7(1). – 42142. – DOI: 10.1038/srep42142

149 Kudryashov, S. I. Symmetry-wise nanopatterning and plasmonic excitation of ring-like gold nanoholes by structured femtosecond laser pulses with different polarizations / S. I. Kudryashov, P. A. Danilov, A. P. Porfirev, I. N. Saraeva, A. A. Rudenko, N. I. Busleev, S. F. Umanskaya, A. A. Kuchmizhak, D. A. Zayarny, A. A. Ionin, S. N. Khonina // *Optics Letters*. – 2019. – Vol. 44(5). – P. 1129-1132. – DOI: 10.1364/OL.44.001129.

150 Syubaev, S. A. Plasmonic nanolenses produced by cylindrical vector beam printing for sensing applications / S. A. Syubaev, A. Yu. Zhizhchenko, D. V. Pavlov, S. O. Gurbatov, E. V. Pustovalov, A. P. Porfirev, S. N. Khonina, S. A. Kulinich, J. B. B. Rayappan, S. I. Kudryashov, A. A. Kuchmizhak // *Scientific Reports*. – 2019. – Vol. 9(1). – 19750. – DOI: 10.1038/s41598-019-56077-8.

151 Mawet, D. Subwavelength surface-relief gratings for stellar coronagraphy / D. Mawet, P. Riaud, J. Surdej, J. Baudrand // *Applied Optics*. – 2005. – Vol. 44(34). – P. 7313-7321.

152 Mawet, D. The vector vortex coronagraph: Laboratory results and first light at palomar observatory / D. Mawet, E. Serabyn, K. Liewer, R. Burruss, J. Hickey, D. Shemo // *Astrophysical Journal*. – 2010. – Vol. 709(1). – P. 53-57.

153 Kotlyar, V. V. Energy backflow in the focus of a light beam with phase or polarization singularity / V. V. Kotlyar, S. S. Stafeev, A. G. Nalimov // *Physical Review A*. – 2019. – Vol. 99, Issue 3. – 033840. – DOI: 10.1103/PhysRevA.99.033840.

154 \*Карпеев, С. В. Формирование цилиндрических векторных пучков высоких порядков при помощи секторных сэндвич-структур / С. В. Карпеев, В. В. Подлипнов, С. А. Дегтярев, А. М. Алгубили // *Компьютерная оптика*. – 2022. – Т. 46, № 5. – С. 682-691. – DOI: 10.18287/2412-6179-CO-1096.

155 \*Podlipnov, V. Film sector optical element for creating inhomogeneous polarizations with phase correction of higher orders / V. Podlipnov, S. Karpeev, V. Parandin, A. M. K. Algubili // *International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT)*. – 2020. – P. 1-4. – DOI: 10.1109/ITNT49337.2020.9253274

156 Moreno, I. Decomposition of radially and azimuthally polarized beams using a circular-polarization and vortex-sensing diffraction grating / I. Moreno, J. A. Davis, I. Ruiz, D. M. Cottrell // *Optics Express*. – 2010. – Vol. 18. – P. 7173-7183.

157 Fu, S. Rectilinear lattices of polarization vortices with various spatial polarization distributions / S. Fu, S. Zhang, T. Wang, C. Gao // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24(16). – P. 18486-18491.

158 Moreno, I. Vector beam polarization state spectrum analyzer / I. Moreno, J. A. Davis, K. Badham, M. M. Sánchez-López, J. E. Holland, D. M. Cottrell // *Scientific Reports*. – 2017. – Vol. 7(1). – 2216. – DOI: 10.1038/s41598-017-02328-5.

159 Khonina, S. N. Recognition of polarization and phase states of light based on the interaction of non-uniformly polarized laser beams with singular phase structures / S. N. Khonina, A. P. Porfirev, S. V. Karpeev // *Optics Express*. – 2019. – Vol. 27(13). – P. 18484-18492. – DOI: 10.1364/OE.27.018484.

160 Pachava, S. Generation and decomposition of scalar and vector modes carrying orbital angular momentum: A review / S. Pachava, R. Dharmavarapu, A. Vijayakumar, S. Jayakumar, A. Manthalkar, A. Dixit, N. K. Viswanathan, B. Srinivasan, S. Bhattacharya // *Optical Engineering*. – 2019. – Vol. 59(4). – 041205. – DOI:10.1117/1.OE.59.4.041205.

161 Karpeev, S. Generation of a controlled double-ring-shaped radially polarized spiral laser beam using a combination of a binary axicon with an interference polarizer / S. Karpeev, V. Paranin, S. Khonina // *Journal of Optics*. – 2017. – Vol. 19(5). – 055701. – DOI: 10.1088/2040-8986/aa640c.

162 Zhao, Y. Spin-to-orbital angular momentum conversion in a strongly focused optical beam / Y. Zhao, J. S. Edgar, G. D. M. Jeffries, D. McGloin, D. T. Chiu // *Physical Review Letters*. – 2007. – Vol. 99(7). – 073901. – DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.073901.

163 Zhu, J. Spin and orbital angular momentum and their conversion in cylindrical vector vortices / J. Zhu, Y. Chen, Y. Zhang, X. Cai, S. Yu // *Optics Letters*. – 2014. – Vol. 39(15). – P. 4435-4438.

164 Bliokh, K. Y. Spin-orbit interactions of light / K. Y. Bliokh, F. Rodriguez-Fortuno, F. Nori, A. V. Zayats // *Nature Photonics*. – 2015. – Vol. 9(12). – P. 796-808.

165 Khonina, S. N. Generation of an optical ball bearing facilitated by coupling between handedness of polarization of light and helicity of its phase / S. N. Khonina, I. Golub // *Journal of the Optical Society of America B*. – 2019. – Vol. 36(8). – P. 2087-2091. – DOI: 10.1364/JOSAB.36.002087.

166 Khonina, S. N. Formation of hybrid higher-order cylindrical vector beams using binary multi-sector phase plates / S. N. Khonina, A. V. Ustinov, S. A.

Fomchenkov, A. P. Porfirev // *Scientific Reports*. – 2018. – Vol. 8. – 14320. – DOI: 10.1038/s41598-018-32469-0.

167 Alferov, S. V. Study of polarization properties of fiber-optics probes with use of a binary phase plate / S. V. Alferov, S. N. Khonina, S. V. Karpeev // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2014. – Vol. 31(4). – P. 802-807. – DOI: 10.1364/JOSAA.31.000802.

168 Masuda, K. Azo-polymer film twisted to form a helical surface relief by illumination with a circularly polarized Gaussian beam / K. Masuda, S. Nakano, D. Barada, M. Kumakura, K. Miyamoto, T. Omatsu // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25, Issue 11. – P. 12499-12507. – DOI: 10.1364/OE.25.012499.

169 Kharintsev, S. S. Polarization of near-field light induced with a plasmonic nanoantenna / S. S. Kharintsev, A. I. Fishman, S. G. Kazarian, M. K. Salakhov // *Physical Review B*. – 2015. – Vol. 92, Issue 11. – 115113. – DOI: 10.1103/PhysRevB.92.115113.

170 Masuda, K. Picosecond optical vortex-induced chiral surface relief in an azo-polymer film / K. Masuda, R. Shinozaki, A. Shiraishi, M. Ichijo, K. Yamane, K. Miyamoto, T. Omatsu // *Journal of Nanophotonics*. – 2020. – Vol. 14, Issue 1. – 016012. – DOI: 10.1117/1.JNP.14.016012.

171 Ferrer-Garcia, M. F. Theoretical analysis on spatially structured beam induced mass transport in azo-polymer films / M. F. Ferrer-Garcia, Y. Alvandi, Y. Zhang, E. Karimi // *Optics Express*. – 2020. – Vol. 28, Issue 14. – P. 19954-19965. – DOI: 10.1364/OE.395054.

172 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. – DOI: 10.1364/JOSAA.15.002705.

173 Radwell, N. Achromatic vector vortex beams from a glass cone / N. Radwell, R. D. Hawley, J. B. Gotte, S. Franke-Arnold // *Nature Communications*. – 2016. – Vol. 7. – 10654. – DOI: 10.1038/ncomms10564.



174 \*Algubili, A. M. Refractive multi-conical elements for cylindrical vector beam generation / A. M. Algubili, S. A. Degtyarev, S. V. Karpeev, N. A. Ivliev // Proceedings of SPIE. – 2023. – Vol. 12743. – 1274308. – DOI: 10.1117/12.2673106.

175 McLeod, J. The axicon: A new type of optical element / J. McLeod // Journal of the Optical Society of America. – 1954. – Vol. 44, Issue 8. – P. 592-597. – DOI: 10.1364/JOSA.44.000592.

176 Jaroszewicz, Z. Axicon-the most important optical element / Z. Jaroszewicz, A. Burvall, A. T. Friberg // Optics & Photonics News. – 2005. – Vol. 16(4). – P. 34-39.

177 Qiu, H. Silicon mode multi/demultiplexer based on multimode grating-assisted coupler / H. Qiu, H. Yu, T. Hu, G. Jiang, H. Shao, P. Yu, J. Yang, X. Jiang // Optics Express. – 2013. – Vol. 21(15). – P. 17904-17911.

178 Muller, R. Three-dimensional analysis of light propagation through uncoated near-field fibre probes / R. Muller, C. Lienau // Journal of Microscopy. – 2001. – Vol. 202. – P. 339-346.

179 Grosjean, T. Fiber microaxicons fabricated by a polishing technique for the generation of Bessel-like beams / T. Grosjean, S. S. Saleh, M. A. Suarez, I. A. Ibrahim, V. Piquerey, D. Charraut, P. Sandoz // Applied Optics. – 2007. – Vol. 46(33). – P. 8061-8067.

180 Kuchmizhak, A. High-quality fiber microaxicons fabricated by a modified chemical etching method for laser focusing and generation of Bessel-like beams / A. Kuchmizhak, S. Gurbatov, A. Nepomniaschii, O. Vitrik, Y. Kulchin // Applied Optics. – 2014. – Vol. 53. – P. 937-943.

181 Yu, Y. J. Focusing characteristics of optical fiber axicon microlens for near-field spectroscopy: Dependence of tip apex angle / Y. J. Yu, H. Noh, M. H. Hong, H. R. Noh, Y. Arakawa, W. Jhe // Optics Communications. – 2006. – Vol. 267(1). – P. 264-270.

182 Golub, I. Solid immersion axicon: Maximizing nondiffracting or Bessel beam resolution / I. Golub // Optics Letters. – 2007. – Vol. 32(15). – P. 2161-2163.

183 Khonina, S. N. Focused, evanescent, hollow, and collimated beams formed by microaxicons with different conical angles / S. N. Khonina, S. A. Degtyarev, D. A. Savelyev, A. V. Ustinov // *Optics Express*. – 2017. – Vol. 25. – P. 19052-19064.

184 Jia, B. Direct observation of a pure focused evanescent field of a high numerical aperture objectives lens by scanning near-field optical microscopy / B. Jia, X. Gan, M. Gu // *Applied Physics Letters*. – 2005. – Vol. 86(13). – 131110. – DOI: 10.1063/1.1886250.

185 Wang, J. Development and prospect of near-field optical measurements and characterizations / J. Wang, Q. Wang, M. Zhang // *Frontiers of Optoelectronics*. – 2012. – Vol. 5(2). – P. 171-181.

186 Bouhelier, A. Near-field scattering of longitudinal fields / A. Bouhelier, M. R. Beversluis, L. Novotny // *Applied Physics Letters*. – 2003. – Vol. 82. – P. 4596-4598.

187 Descrovi, E. Optical properties of microfabricated fully-metal-coated near-field probes in collection mode / E. Descrovi, L. Vaccaro, L. Aeschmann, W. Nakagawa, U. Staufer, H.-P. Herzig // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2005. – Vol. 22. – P. 1432-1441.

188 Filipkowski, A. Nanostructured gradient index microaxicons made by a modified stack and draw method / A. Filipkowski, B. Piechal, D. Pysz, R. Stepień, A. Waddie, M. R. Taghizadeh // *Optics Letters*. – 2015. – Vol. 40. – P. 5200-5203.

189 Savelyev, D. A. Layered lens with a linear dependence of the refractive index change / D. A. Savelyev, A. V. Ustinov, S. N. Khonina, N. L. Kazanskiy // *Proceedings of SPIE*. – 2016. – Vol. 9807. – 98070P. – DOI: 10.1117/12.2234404.

190 Zukauskas, A. Monolithic generators of pseudo- nondiffracting optical vortex beams at the microscale / A. Zukauskas, M. Malinauskas, E. Brasselet // *Applied Physics Letters*. – 2013. – Vol. 103(18). – 181122. – DOI: 10.1063/1.4828662.

191 Musigmann, M. Refractive-diffractive dispersion compensation for optical vortex beams with ultrashort pulse durations / M. Musigmann, J. Jahns, M. Bock, R. Grunwald // *Applied Optics*. – 2014. – Vol. 53. – P. 7304-7311.

192 Chi, W. Electronic imaging using a logarithmic sphere / W. Chi, N. George // *Optics Letters*. – 2001. – Vol. 26. – P. 875-877.

193 Golub, I. Characterization of a refractive logarithmic axicon / I. Golub, B. Chebbi, D. Shaw, D. Nowacki // *Optics Letters*. – 2010. – Vol. 35. – P. 2828-2830.

194 Khonina, S. N. Very compact focal spot in the near-field of the fractional axicon / S. N. Khonina, A. V. Ustinov // *Optics Communications*. – 2017. – Vol. 391. – P. 24-29.

195 Gorelick, S. Axilenses: Refractive micro-optical elements with arbitrary exponential profiles / S. Gorelick, D. M. Paganin, A. Marco // *APL Photonics*. – 2020. – Vol. 5(10). – 106110. – DOI: 10.1063/5.0022720.

196 Sanchez-Padilla, B. Wrinkled axicons: Shaping light from cusps / B. Sanchez-Padilla, A. Zukauskas, A. Aleksanyan, A. Balcytis, M. Malinauskas, S. Juodkazis, E. Brasselet // *Optics Express*. – 2016. – Vol. 24(21). – P. 24075-24082.

197 Khonina, S. N. Refractive twisted microaxicons/ S. N. Khonina, S. V. Krasnov, A. V. Ustinov, S. A. Degtyarev, A. P. Porfirev, A. Kuchmizhak, S. I. Kudryashov // *Optics Letters*. – 2020. – Vol. 45(6). – P. 1334-1337.

198 Ma, J. Systematic analysis of the measurement of cone angles using high line density computer-generated holograms / J. Ma, C. Pruss, M. Haefner, B. Heitkamp, R. Zhu, Z. Gao, C. Yuan, W. Osten // *Optical Engineering*. – 2011. – Vol. 50(5). – 055801. – DOI: 10.1117/1.3575649.

199 Zhang, Y. A method for measuring the base angle of axicon lens based on chromatic dispersion / Y. Zhang, A. Zeng, Y. Wang, H. Huang // *Optics Communications*. – 2015. – Vol. 346. – P. 69-73.

200 Ma, J. An absolute test for axicon surfaces / J. Ma, C. Pruss, R. Zhu, Z. Gao, C. Yuan, W. Osten // *Optics Letters*. – 2011. – Vol. 36(11). – P. 2005-2007.

201 Davis, J. A. Range-finding by triangulation with nondiffracting beams / J.A. Davis, E. Carcole, D. M. Cottrell // *Applied Optics*. – 1996. – Vol. 35(13). – P. 2159-2161.

202 Peet, V. E. Generation of resonance-enhanced fifth harmonic in xenon with Bessel-Gauss laser beams / V. E. Peet, R. V. Tsubin // *Optics Communications*. – 2001. – Vol. 189. – P. 267-273.

203 Ding, Z. High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens / Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao, J. S. Nelson, Z. Chen // *Optics Letters*. – 2002. – Vol. 27. – P. 243-245.

204 Manek, I. Generation of a hollow laser beam for atom trapping using an axicon / I. Manek, Yu. B. Ovchinnikov, R. Grimm // *Optics Communications*. – 1998. – Vol. 147. – P. 67-70.

205 Bryngdahl, O. Shearing interferometry in polar coordinates / O. Bryngdahl, W.-H. Lee // *Journal of the Optical Society of America*. – 1974. – Vol. 64(12). – P. 1606-1615.

206 Khilo, A. N. Axicon-based Bessel resonator: analytical description and experiment / A. N. Khilo, E. G. Katranji, A. A. Ryzhevich // *Journal of the Optical Society of America A*. – 2001. – Vol. 18(8). – P. 1986-1992.

207 Jarutis, V. Focusing of Laguerre-Gaussian beams by axicon / V. Jarutis, R. Paškauskas, A. Stabinis // *Optics Communications*. – 2000. – Vol. 184. – P. 105-112.

208 Pasiskevicius, V. Singly resonant optical parametric oscillator in periodically poled KTiOPO<sub>4</sub> pumped by a Bessel beam / V. Pasiskevicius, H. Karlsson, J.A. Tellefsen, F. Laurell, R. Butkus, A. Piskarskas, V. Smilgevičius, A. Stabinis // *Optics Letters*. – 2000. – Vol. 25. – P. 969-971.

209 Schreiner, R. Form assessment of hollow cylindrical specimens / R. Schreiner, M. Beyerlein, I. Harder, T. Dresel, N. Lindlein, J. Schwider // *Applied Optics*. – 2002. – Vol. 41. – P. 64-69.

210 Turunen, J. Holographic generation of diffraction-free beams / J. Turunen, A. Vasara, A. T. Friberg // *Applied Optics*. – 1988. – Vol. 27, Issue 19. – P. 3959-3962. – DOI: 10.1364/AO.27.003959.

211 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, D. A. Savelyev, J. Laukkanen, J. Turunen // *Journal of Optics*. – 2013. – Vol. 15. – 085704.

212 \*Хорин, П.А. Исследование методом FDTD поляризационных преобразований, осуществляемых преломляющим биконическим аксиконом / П.А. Хорин, А.М. Алгубили, С.А. Дегтярев, С.К. Сергунин, С.В. Карпеев, С.Н. Хонина // *Компьютерная оптика*. – 2023. – Т. 47, № 5. – С. 742-750. – DOI: 10.18287/2412-6179-СО-1326.

213 Khonina, S. N. Vortex beams with high-order cylindrical polarization: features of focal distributions / S. N. Khonina // *Applied Physics B: Lasers and Optics*. – 2019. – Vol. 125(6). – 100. – DOI: 10.1007/s00340-019-7212-1.