

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ АЭРОКОСМИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»

АНАЛИЗ И ФОРМИРОВАНИЕ
МНОГОМОДОВЫХ
ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ
С ПОМОЩЬЮ ДОЭ

*Утверждено Редакционно-издательским советом университета
в качестве методических указаний*

САМАРА
Издательство СГАУ
2007

УДК 535.42
ББК 22.343.4
К 26



**Инновационная образовательная программа
"Развитие центра компетенции и подготовка
специалистов мирового уровня в области аэрокос-
мических и геoinформационных технологий"**

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, профессор В.В. Ивахник,
д-р физ.-мат. наук, профессор И.П. Завершинский

Карпеев С. В.
К 26 **Анализ и формирование многомодовых лазерных пучков с
помощью ДОЭ:** учеб. пособие / [С.В. Карпеев, С.Н. Хонина]. –
Самара: Изд-во Самар. гос. аэрокосм. ун-та, 2007. – 120 с. :93 ил.

ISBN 978-5-7883-0591-2

Учебное пособие посвящено одному из важнейших направлений дифракционной оптики, связанному с поперечными модами лазерного излучения. Описаны методы формирования и селекции поперечных мод лазерного излучения с помощью ДОЭ. Приведены результаты экспериментальных исследований дифракционных оптических элементов для селекции и формирования поперечных мод. Рассмотрены методы возбуждения заданных мод и измерения поперечно-модового состава когерентного излучения в волоконно-оптических световодах. Предназначено для студентов дневного обучения по специальностям 010501 «Прикладная математика и информатика» и 010600 «Прикладные математика и физика»

УДК 535.42
ББК 22.343.4

ISBN 978-5-7883-0591-2

© Карпеев С.В., Хонина С.Н., 2007
© Самарский государственный
аэрокосмический университет, 2007

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|----|
| Введение..... | 5 |
| Глава 1 Моды когерентного излучения и дифракционно-оптические преобразования лазерных пучков..... | 10 |
| 1.1 Модовые пучки в скалярном приближении | 10 |
| 1.2 ДОЭ, согласованные с модами лазерного излучения - МОДАНЫ..... | 15 |
| 1.3 Формирование и селекция мод лазерного излучения с помощью дифракционных оптических элементов | 17 |
| Контрольные вопросы к главе 1 | 20 |
| Глава 2 Экспериментальные исследования одноканальных МОДАНов | 21 |
| 2.1 Исследование амплитудных МОДАНов..... | 21 |
| 2.1.1 Амплитудные МОДАНЫ, работающие в нулевом порядке дифракции | 21 |
| 2.1.2 Исследование амплитудно-фазовых распределений, формируемых амплитудными МОДАНАми с несущей частотой в первом порядке дифракции..... | 22 |
| 2.1.3 Корреляционные исследования амплитудных МОДАНов..... | 25 |
| 2.1.4 Исследование влияния точности установки элементов оптической системы на погрешность измерений..... | 29 |
| 2.2 Разработка и исследование фазовых МОДАНов | 31 |
| 2.2.1 Фазовые МОДАНЫ на отбеленном желатине..... | 31 |
| 2.2.2 Исследование бинарно-фазовых МОДАНов, изготовленных по технологии фотолитографии | 34 |
| Основные результаты, полученные в главе 2..... | 37 |
| Выводы к главе 2 | 38 |
| Контрольные вопросы к главе 2 | 38 |
| Глава 3 Расчет и исследование многоканальных МОДАНов..... | 39 |
| 3.1 Синтез многоканальных МОДАНов | 39 |
| 3.2 Экспериментальное исследование амплитудных многоканальных МОДАНов..... | 43 |
| 3.3 Расчет многоканальных МОДАНов для анализа модового состава излучения в реальном времени..... | 46 |
| 3.4 Исследование поперечно-модового состава бездисперсионных многомодовых пучков при помощи многоканальных МОДАНов | 52 |
| 3.5 Формирование и анализ многомодовых пучков при отсутствии взаимной когерентности поперечных мод..... | 56 |
| Основные результаты, полученные в главе 3 | 60 |
| Контрольные вопросы к главе 3: | 60 |

| | |
|---|-----|
| Глава 4 Возбуждение и исследование поперечных мод | |
| в волоконных световодах | 61 |
| 4.1 Анализ поперечно-модового состава | |
| когерентного излучения на выходе световодов | 62 |
| 4.1.1 Исследование зависимости поперечно-модового состава | |
| от условий возбуждения мод в градиентных световодах ... | 72 |
| 4.1.2 Анализ поперечно-модового состава излучения в | |
| ступенчатых световодах | 67 |
| 4.1.3 Обработка экспериментальных данных, полученных при | |
| измерении поперечно-модового состава | |
| многоканальными МОДАнами | 72 |
| 4.1.4 Верификация результатов анализа поперечно-модового | |
| состава оптико-цифровым методом | 77 |
| 4.2 Селективное возбуждение поперечных мод | |
| при помощи МОДАнов | 82 |
| 4.2.1 Возбуждение и исследование мод Гаусса-Лагерра в | |
| градиентных световодах | 82 |
| 4.2.2 Возбуждение LP-мод в ступенчатых световодах | 89 |
| 4.2.3 Возбуждение и исследование угловых гармоник в | |
| ступенчатых световодах | 93 |
| 4.3 Волоконно-оптические преобразователи | |
| на основе возбуждения и селекции поперечных мод | 101 |
| 4.3.1 Исследование связи мод вызванной периодическими | |
| микроизгибами градиентного волоконного световода | 102 |
| 4.3.2 Исследование зависимости мощностей мод на выходе | |
| ступенчатого волоконного световода от величины его | |
| прогиба | 104 |
| Основные результаты, полученные в главе 4 | 111 |
| Выводы к главе 4 | 111 |
| Контрольные вопросы к главе 4: | 112 |
| Заключение | 113 |
| СПИСОК ОСНОВНЫХ ТЕРМИНОВ | 114 |
| Список Литературы | 115 |

ВВЕДЕНИЕ

Концепция волноводных мод, или просто мод, имеет большое значение в лазерной оптике, в частности для описания когерентных световых пучков в волноводах [1]. Определим понятие поперечной моды как пучка света, обладающего свойством *самовоспроизводимости* при распространении в соответствующей волноводной среде. Под *самовоспроизводимостью* будем понимать свойство сохранения поперечной структуры амплитудно-фазового распределения с точностью до масштаба декартовых или цилиндрических координат. Это позволит нам не ограничиваться рассмотрением только функций, являющихся точными решениями уравнения Гельмгольца для различных сред, но и описать в тех же терминах, например, поведение гауссовых пучков в свободном пространстве (гауссовых мод). Каждая мода характеризуется собственным коэффициентом затухания и фазовой задержкой [2], пропорциональной оптическому пути и константе распространения. Фазовая задержка непрерывно накапливается в ходе распространения моды в среде. Указанные свойства мод позволяют применять модовые представления при решении прямой задачи дифракции, если разложить световой пучок по поперечным модам. Зная указанные выше законы распространения в среде для каждой поперечной моды, можно найти результат и для всего светового пучка. Отметим, что в случае рассмотрения волноводов для нас представляют интерес лишь моды, сохраняющие свою энергию при прохождении любого расстояния в волноводе с нулевым поглощением, т.н. *канализуемые* или *направляемые* моды [1]. Канализуемая мода воспроизводит свою структуру после прохождения оптического пути произвольной длины в волокне.

В работе [2] обсуждается важная для оптики проблема: существуют ли поперечные моды *физически* по отдельности в виде некоторых эталонов или они являются лишь плодом абстракции, т. е. одним из множества ортогональных математических базисов для удобного представления пучков когерентного излучения?

В свое время та же проблема обсуждалась по отношению к «продольному» (хроматическому) спектру света: существуют ли монохроматические составляющие света *физически* или они являются лишь удобной математической формой представления световых колебаний в виде разложения поля по продольным синусоидальным гармоникам. С современной точки зрения на данный вопрос правомерен такой ответ: монохроматические гармоники существуют, т.к. *а)* они распространяются в свободном пространстве, не изменяя своей продольной структуры и длины волны; *б)* имеются спектральные приборы, позволяющие селектировать, возбуждать, наблюдать и измерять гармоники в виде спектра.

Отметим, что при распространении в свободном пространстве монохроматические плоские и сферические волны не размываются по спектру цветов, не теряют своей индивидуальной пространственной формы, а лишь приобретают фазовый набег, что и позволило ввести понятие пространственного («продоль-

ного») спектра в виде разложения по плоским волнам [3]. Свойство *б)* реализуется спектрографами, выполняющими спектральный анализ света, а также монохроматорами, интерференционными светофильтрами и лазерными источниками, позволяющими выполнить спектральный синтез, т. е. селективно возбуждать отдельные монохроматические составляющие или их группы. Таким образом, спектральные гармоники имеют свойства *а), б)* и, следовательно, существуют физически в виде эталонов продольных мод. Подобно монохроматическим гармоникам, собственные функции оператора распространения — поперечные моды когерентного излучения можно рассматривать как «обобщенные спектральные» компоненты, поскольку аналогично свойству *а)* продольного спектра они распространяются в соответствующей среде, не теряя своей индивидуальной формы, а лишь приобретая фазовый набег. Решение проблемы физического существования мод, таким образом, оказывается полностью связано с возможностью создания приборов, формирующих эталоны модовых пучков, и приборов, измеряющих модовый состав пучков (свойство *б)*). Такие приборы смогут осуществить индивидуальное возбуждение, измерение мощности и обнаружение определенных мод когерентного излучения. Классические оптические элементы не позволяют выполнить такие функции, поскольку реализуют лишь ограниченный набор простых функций пропускания. Единственным исключением здесь является гауссов пучок, который «естественным образом» формируется в резонаторах лазеров, образованных сферическими или плоскими зеркалами, и является основной или фундаментальной поперечной модой для многих модовых базисов.

В ряде работ [4-8] предложены устройства для формирования и селекции поперечных мод на основе многомодовых световодов. Физической основой таких устройств является:

- либо изменение условий возбуждения световода по традиционной схеме (с торца),
- либо возбуждение мод с использованием призматического ввода излучения через боковую сторону световода. Такое устройство в обратном ходе лучей может служить и для селекции поперечных мод.

Одним из первых появился метод возбуждения мод с помощью внеосевого (наклонного или смещенного параллельно оси волокна) лазерного пучка с малым размером пятна на входном торце [4]. Подобные методы продолжают появляться и в настоящее время [5]. Они обеспечивают, в лучшем случае, возбуждение отдельных модовых групп с близкими значениями постоянных распространения мод, принадлежащих к одной группе, причем селективность возбуждения, за исключением мод низшего порядка, весьма мала.

Возможность селективного возбуждения отдельных близких к отсечке мод как в волокнах со ступенчатым профилем показателя преломления, так и в градиентных волокнах с использованием призматического ввода излучения продемонстрирована в [6], а в [7, 8] эта идея получила развитие в виде планарного интегрально-оптического элемента для селекции и возбуждения поперечных

мод. Достоинством такого элемента, помимо интегрально-оптического исполнения, является также универсальность, то есть совмещение функций мультиплексора / демультиплексора в одном элементе. К сожалению, методы селективного возбуждения мод, основанные на применении призмного ввода излучения, сложны в реализации, а их распространение на промышленные многомодовые волокна с диаметром сердцевины около 60 мкм наталкивается на серьезные технологические трудности. Так, использовавшийся в работе [6] элемент давал возможность работы лишь с двумя группами мод, а для элемента, описанного в работах [7,8], пока не разработана стыковка с промышленными волокнами.

Следует отметить, что подобные устройства не дают возможности формирования световых пучков наперед заданной поперечно-модовой структуры.

Другой подход к проблеме формирования и анализа поперечно-модового состава состоит в применении специальных оптических элементов - пространственных фильтров, согласованных с электромагнитным полем моды или суперпозиции мод, которые в дальнейшем мы будем называть МОДАнами. Поперечные моды формируются или селективируются в определенной области пространства после прохождении света через такой оптический элемент. Первой попыткой применения такого метода была работа [9], где для селективного возбуждения мод маломодового (параметр V , определяющий число направляемых мод волокна, был равен девяти: $V=9$) ступенчатого волокна использовалась картина дифракции Фраунгофера на кольцевой апертуре, которая при надлежащем выборе размеров кольца и фокусного расстояния Фурье-линзы является достаточно хорошей аппроксимацией распределения комплексной амплитуды в поперечном сечении сердцевины волокна для случая аксиально-симметричных мод низшего порядка. Таким образом, были селективно возбуждены $HE_{11}(LP_{01})$ и $HE_{12}(LP_{02})$ моды, а для возбуждения мод более высоких порядков, в том числе и с отличными от нуля азимутальными индексами, было предложено использовать синтезированные на компьютере голограммы, формирующие заданные распределения комплексной амплитуды, которые совпадают с полями возбуждаемых мод.

Использованный в [9] подход к задаче селективного возбуждения мод получил дальнейшее развитие в цикле исследований [10-12]. Применение в этих работах набора бинарно-фазовых пространственных фильтров (каждый из них был образован бинарной амплитудной маской с регулируемым давлением воздуха в ее отверстиях для создания требуемых фазовых сдвигов) позволило генерировать поля, эквивалентные модам Гаусса-Лагерра ψ_{rl} с нулевым радиальным индексом ($l=0$), при этом селективно возбуждались моды с азимутальными индексами $r=2, 4, 12$, а также их суперпозиция с $r=2$ и $r=12$. В экспериментах [10-12] использовалось многомодовое градиентное волокно с $V=70$ и длиной ~ 10 м, но все же, несмотря на достигнутые результаты, применение предложенных в [10-12] пространственных фильтров не решило всех вопросов, связанных с селективным возбуждением многомодовых волокон, в

силу сложности самих пространственных фильтров. Также этой группой ученых был предложен и другой метод [13] генерации полей поперечных мод, основанный на сходстве поперечных мод, возникающих в лазерных резонаторах и волноводах. В резонатор лазера помещались специальные маски, управляя которыми удавалось достичь одномодового режима генерации поперечной моды, отличной от основной. Преимущество такого метода состоит в «естественности» процесса формирования поперечной моды в резонаторе лазера, однако вряд ли возможно получать таким способом моды высших порядков. Реализация такого метода также весьма сложна, а в ряде случаев, например для полупроводниковых лазеров, вряд ли вообще возможна.

В работе [14] описана другая, более удобная конструкция бинарно-фазового фильтра, состоящая из двух идентичных плоскопараллельных пластин, изменяя угол наклона одной из которых можно достичь необходимой разности фаз. С помощью такого устройства удавалось возбудить в двухмодовом эллиптическом волокне со ступенчатым профилем показателя преломления как низшую, так и высшую моды с эффективностью 38% и 22% соответственно. К сожалению, реализация такой конструкции для мод более высоких порядков будет, очевидно, весьма сложной и громоздкой.

Кроме того, во всех вышеупомянутых работах не решалась на должном уровне другая задача, являющаяся неотъемлемой частью задачи возбуждения мод, а именно, задача анализа поперечно-модового состава получаемых световых пучков. Авторами работ использовался критерий сходства получаемых распределений интенсивности и распределений интенсивности соответствующих мод, который вряд ли здесь применим, в силу существенно амплитудно-фазового характера модовых пучков и, тем более, суперпозиций поперечных мод. В работе [15] впервые было предложено решать задачу анализа поперечно-модового состава с помощью синтезированных на компьютере ДОЭ, основываясь на взаимной ортогональности модовых функций. Правда, не были указаны пути реализации таких ДОЭ. В работе [16] описана реализация таких ДОЭ в виде бинарных амплитудных голограмм по методу Ломана. С их помощью удалось измерить поперечно-модовый состав когерентного излучения в градиентном волоконном световоде при меняющихся условиях возбуждения.

В дальнейшем синтезированные на компьютере амплитудные голограммы успешно были использованы в работах [17, 18] и для возбуждения поперечных мод в градиентных волоконных световодах. При этом были получены более качественные результаты, чем с бинарно-фазовыми фильтрами. Однако все же использование амплитудных голограмм приводит к существенным потерям световой энергии, что в ряде случаев нежелательно. Таким образом, направление анализа и формирования многомодовых лазерных пучков является актуальным и достаточно быстро развивающимся.

Данное учебное пособие посвящено экспериментальным исследованиям процессов анализа и формирования многомодовых лазерных пучков методами дифракционной оптики. В пособие включены результаты, полученные с нача-

ла 80-х годов, когда данное направление только зарождалось. В главе 1 вводится основной формализм и поставлены задачи формирования и селекции поперечных мод с помощью ДОЭ. В главе 2 описаны экспериментальные исследования свойств одноканальных МОДАНов как элементов, осуществляющих анализ и формирование поперечных мод. Проведены исследования для амплитудных и фазовых МОДАНов. Глава 3 посвящена исследованиям многоканальных МОДАНов. Рассмотрены основные ограничения при реализации многоканальных МОДАНов. В главе 4 приведены все результаты, связанные с практическим применением МОДАНов для возбуждения заданных мод и измерения поперечно-модового состава излучения в волоконных световодах. Приводятся результаты для градиентных и ступенчатых световодов, описаны исследования связи поперечно-модового состава с условиями возбуждения и деформацией световода. Описано возбуждение в ступенчатом световоде пучков с фазовыми сингулярностями разных порядков и их суперпозиций.

Автор выражает благодарность чл.-корр. РАН В. А. Сойферу и д-ру физ.-мат.наук В.С. Павельеву за ряд ценных замечаний при работе над пособием.

ГЛАВА 1

МОДЫ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ДИФРАКЦИОННО-ОПТИЧЕСКИЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

1.1 Модовые пучки в скалярном приближении

Под модами лазерного излучения понимают пучки распределения комплексной амплитуды, в сечении которых описываются собственными функциями оператора распространения света в среде [19,20]. Наиболее известны моды Бесселя [21] – моды свободного пространства, и моды Гаусса-Эрмита и Гаусса-Лагерра (гауссовы моды) [22].

Начнем с некоторых математических формул, описывающих моды как собственные функции оператора распространения. Введем декартовы координаты $(x, y, z) = (\mathbf{x}, z)$ в среде распространения пучка. Двумерный вектор $\mathbf{x} = (x, y)$ представляет поперечные координаты; z – продольная координата вдоль оптической оси. Введем различные обозначения для поперечных координат в параллельных плоскостях $\mathbf{u} = (u, v)$, $\mathbf{x}' = (x', y')$ и т.д. Положим рассматриваемые моды локализованными внутри области $\mathbf{x} \in G$ в сечении пучка. Применим скалярное представление светового поля и скалярную дифракционную теорию без учета поляризационных эффектов. Опишем, таким образом, монохроматическое или квазимонохроматическое поле комплексной амплитудой $w(\mathbf{x}, z)$, соответствующей длине волны λ . Ниже мы рассмотрим вопрос о границах применимости скалярной дифракционной теории к описанию волноводных сред. Необходимо отметить, что комплексная амплитуда моды $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x})$ с номером $\mathbf{p} = (p, l)$ рассматривается на поверхности волнового фронта, и x – координата проекции точки волнового фронта на ближайшую плоскость, перпендикулярную направлению распространения моды. В случае линейной среды можно ввести линейный оператор распространения \hat{P} , связывающий комплексные распределения F и F_l на двух волновых фронтах, разделенных некоторым расстоянием:

$$\hat{P}F(\mathbf{x}) = F_l(\mathbf{x}').$$

Моды конкретной линейной среды $\psi_{\mathbf{p}}(\mathbf{x})$ не меняют своей поперечной конфигурации при распространении в ней и, таким образом, удовлетворяют уравнению на собственные значения

$$\hat{P}\psi_{\mathbf{p}} = \gamma_{\mathbf{p}}\psi_{\mathbf{p}}, \quad (1.1)$$

где $\gamma_{\mathbf{p}}$ – комплекснозначные собственные значения. Отметим, что оператор \hat{P} и его собственные значения $\gamma_{\mathbf{p}}$ зависят от расстояния между рассматриваемы-

ми волновыми фронтами. Таким образом, моды ψ_p являются собственными функциями оператора распространения \hat{P} . Как известно [23], если выполняются математические свойства нормировки и компактности

$$\hat{P}\hat{P}^* = \hat{P}^*\hat{P} \equiv \hat{Q}, \quad (1.2)$$

где $*$ – символ эрмитово-сопряженного оператора, оператор \hat{P} имеет полное и счетное множество ортогональных собственных функций. В дальнейшем будем предполагать, что свойство ортогональности выполняется с учетом некоторой весовой функции $\rho_0(\mathbf{x}) \geq 0, \mathbf{x} \in G$, зависящей от различного наклона плоскости волнового фронта мод. Естественно, можно выбрать ортонормированные моды ψ_p

$$\iint_G \psi_p(\mathbf{x})\psi_{p'}^*(\mathbf{x})\rho_0(\mathbf{x})d^2\mathbf{x} = \delta_{pp'}, \quad (1.3)$$

используя соответствующую нормировку, где $*$ – символ комплексного сопряжения и

$$\delta_{pp'} = \delta_{pp'}\delta_{ll'} = \begin{cases} 1, & \mathbf{p} = \mathbf{p}' \\ 0, & \mathbf{p} \neq \mathbf{p}' \end{cases},$$

символ Кронекера. Заметим, что ρ_0 меняет свою форму по координате x . Мощности \hat{P}^{m_0} оператора \hat{P} соответствуют числу m_0 полных проходов пучка.

Операторы \hat{P}^* и \hat{P}^{m_0} являются коммутативными с оператором \hat{P} и, таким образом, имеют те же собственные функции ψ_p и собственные числа, соответственно, связанные уравнениями

$$\hat{P}^* \psi_p = \gamma_p^* \psi_p, \quad \hat{P}^{m_0} \psi_p = (\gamma_p)^{m_0} \psi_p. \quad (1.4)$$

Оператор \hat{Q} (1.2) имеет неотрицательные собственные числа

$$\lambda_p = |\gamma_p|^2, \quad \hat{Q}\psi_p = \lambda_p \psi_p \quad (1.5)$$

и может быть назван энергетическим оператором.

Значения λ_p (1.5) характеризуют затухания модовых мощностей за один полный проход и значения $\arg \gamma_p$ дают фазовую задержку за один проход. В пассивном волноводе имеем

$$0 \leq \gamma_p \leq 1,$$

а величина

$$\alpha_p = 1 - \lambda_p \quad (1.6)$$

характеризует потери мощности для ψ_p – моды (включая дифракционные потери) на один проход волновода. Моду, имеющую максимальное значение λ_p (и, таким образом, минимальные потери), называют *основной* или *принципиальной*. Обычно она обозначается нулевым индексом $\mathbf{0} = (0, 0)$:

$$\lambda_0 = \max_p \lambda_p. \quad (1.7)$$

В соответствии с (1.4) затухание модовой мощности ψ_p для m_0 проходов равно $|\gamma_p|^{2m_0}$ и фазовая задержка равна $m_0 \arg \gamma_p$. Потери p -й моды за m_0 проходов определяются по формуле $\alpha_p^{m_0} = 1 - \lambda_p^{m_0}$ и упорядочены так же, как потери за проход. Рассмотрим моду ψ_p , имеющую более высокий порядок по сравнению с $\psi_{p'}$. Мода ψ_p характеризуется более высокими дифракционными потерями, т.е. $\alpha_p > \alpha_{p'}$ или $\lambda_p < \lambda_{p'}$. Моды ψ_p и $\psi_{p'}$ с равными $\lambda_p = \lambda_{p'}$ для $p \neq p'$ соответствуют вырожденным собственным значениям \hat{Q} -оператора и могут быть упорядочены, например, по возрастанию постоянной распространения, пропорциональной $|\arg \gamma_p|$. Будучи собственными колебаниями волновода, моды могут быть охарактеризованы следующими инвариантными и экстремальными свойствами, объясняющими широкое использование мод, а не других базисов для описания распространения когерентного света:

1). моды – это *единственный* двумерный базис функций, сохраняющих взаимную ортогональность при распространении в собственной волноводной среде;

2). одномодовый пучок характеризуется наименьшими потерями мощности по сравнению с любыми другими пучками, содержащими моды более высоких порядков.

Свойство мод воспроизводить свою поперечную структуру в процессе их распространения было сформулировано выше и может быть добавлено к этим свойствам. Определив понятие моды уравнением (1.1), можем представить полное поле $F(x, z)$ в волноводной среде как суперпозицию мод:

$$F(\mathbf{x}, z) = \sum_p F_p \gamma_p(z) \psi_p(\mathbf{x}), \quad \gamma_p(0) = 1. \quad (1.8)$$

Будем говорить, что коэффициенты F_p ортогонального разложения определяют *модовый состав* поля:

$$F_p = \iint_G F(\mathbf{x}, 0) \psi_p(\mathbf{x}) \rho_0(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x}. \quad (1.9)$$

Так как разложение Фурье удовлетворяет условию теоремы Парсевала, можем записать полную энергию поля F , формируемую парциальными мощностями $|F_p|^2$ отдельных мод:

$$\iint_G |F(\mathbf{x}, 0)|^2 \rho_0(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} = \sum_p |F_p|^2. \quad (1.10)$$

Определим распределение мощности поля по модам как нормированную величину следующего вида:

$$\frac{|F_p|^2}{\iint_G |F(\mathbf{x}, 0)|^2 \rho_0(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x}}.$$

Изменения коэффициентов F_p в зависимости от значения p определяют модовый состав поля и определяются состоянием возбужденной волноводной среды.

Для градиентного волоконного световода с поперечно-неоднородным показателем преломления $n(\mathbf{x})$ волновые фронты направляемых мод являются плоскими [1]. В этом случае оператор \hat{P} связывает решение $F(\mathbf{x}, z)$ уравнения Гельмгольца

$$\nabla_{\perp}^2 F(\mathbf{x}, z) + \frac{\partial^2 F(\mathbf{x}, z)}{\partial z^2} + n^2(\mathbf{x}) k^2 F(\mathbf{x}, z) = 0 \quad (1.11)$$

с граничным значением комплексной амплитуды $F|_{z=0} = w(\mathbf{x}, 0)$, где $\nabla_{\perp} = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ – поперечный дифференциальный оператор Гамильтона (рис. 1.1). При учете конечного диаметра волновода появятся дополнительные граничные условия на границе сердечника. Моды градиентного волокна имеют плоский волновой фронт и удовлетворяют уравнению [27]

$$\nabla_{\perp}^2 \psi_p(\mathbf{x}) + [k^2 n^2(\mathbf{x}) - \beta_p^2] \psi_p(\mathbf{x}) = 0. \quad (1.12)$$

Для произвольного значения z имеем:

$$F(\mathbf{x}, z) = \gamma_p \psi_p(\mathbf{x}), \quad (1.13)$$

$$\gamma_p = \exp(iK_p z), \quad (1.14)$$

$$K_p = \beta_p + iq_p, \quad (1.15)$$

где β_p – константа распространения, q_p – коэффициент затухания моды ψ_p (рис. 1.1).

Таким образом, моды градиентного оптоволокна удовлетворяют уравнению на собственные значения (1.1) для любого расстояния z . Собственные значения определяются уравнением (1.14). Необходимо отметить, что самовоспроизводимость мод в данном случае происходит с постоянным масштабом по декартовым координатам $x=(x,y)$. Одним из решений уравнений (1.1) и (1.12) для градиентного волокна с параболическим профилем являются Гауссовы моды [22].

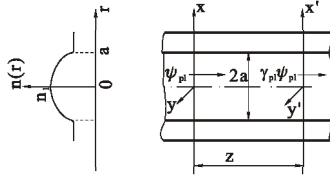


Рис. 1.1. Моды в оптоволокне с градиентным профилем $r = \sqrt{x^2 + y^2} \leq a$

Под гауссовыми модами понимают модовые функции из базисов Гаусса-Эрмита и Гаусса-Лагерра [22], обладающие несколькими общими свойствами. Строго говоря, гауссовы моды ортогональны на бесконечной области. Однако из-за быстрого убывания амплитуды их можно рассматривать как ортогональный базис на некоторой конечной области G . Эти модовые функции описывают моды не очень высоких порядков в открытых пассивных резонаторах с зеркалами сферического профиля. Кроме того, гауссовы моды характеризуют моды градиентных волокон с параболическим профилем и моды других линзоподобных сред. Моды Гаусса-Лагерра соответствуют круглым зеркалам или градиентным волокнам с цилиндрическим сердечником. Моды Гаусса-Эрмита соответствуют квадратным зеркалам или градиентным волокнам с сердечником квадратного профиля. Для получения гауссовых мод резонатора необходимо соблюдение условия параксиального приближения.

Гауссова мода в волноводе с градиентным профилем имеет постоянный размер $\sigma \equiv \sigma_0$, плоский волновой фронт ($R=\infty$) и обладает свойством непрерывного самовоспроизведения в соответствии с (1.13) при распространении (рис. 1.2). Гауссовы моды, рассматриваемые в пассивном резонаторе или в свободном пространстве, изменяют свой размер $\sigma = \sigma(z)$ и радиус волнового фронта $R = R(z)$.

Отметим еще раз фундаментальное свойство гауссовых мод, заключающееся в способности гауссовых мод распространяться, не меняя своей структуры и сохраняя взаимную ортогональность, в свободном пространстве и линзоподобной среде. Моды когерентного света могут быть интерпретированы как «обобщенные спектральные компоненты», так как они распространяются в своей среде с собственным модовым числом и индивидуальной поперечной амплитудно-фазовой структурой, приобретая лишь фазовую добавку, значение которой пропорцио-

нально пройденному оптическому пути. Имея концепцию мод, мы можем представить любое амплитудно-фазовое распределение света $F(x)$ как суперпозицию множества мод $\psi_p(x)$ с определенными комплекснозначными коэффициентами F_p .

*Рис. 1.2. Гауссовы моды в волокне:
 σ_0 – радиус принципиальной моды; z – расстояние*

1.2 ДОЭ, согласованные с модами лазерного излучения - МОДАНЫ

Согласно математическому описанию поперечно-модовых разложений необходимо создать соответствующие оптические элементы, играющие такую же роль, как призма для селекции продольных мод. Основной проблемой при реализации элемента с функцией комплексного пропускания $T(x) = \psi_p^*(x)$ (МОДАНА) является комплекснозначность функций $\psi_p(x)$. В пионерской работе [15], где впервые было предложено решать задачу анализа поперечно-модового состава с помощью ДОЭ, был указан лишь подход к задаче анализа поперечно-модового состава, но не конкретизировались пути реализации МОДАНов.

Появление методов цифровой голографии впервые открыло возможность синтезировать голограммы объектов, в том числе и комплекснозначных, заданных математически. Как известно, голограмма является зонной пластинкой, работа которой физически основана на явлении дифракции света. Амплитудно-фазовое распределение, формируемое голограммой, определяется геометрией зон. В основе цифровой голографии лежит принцип построения зон, геометрия которых определяется математическим описанием необходимых преобразований световых полей, и достижения на этой основе новых функциональных возможностей оптических элементов. Несмотря на кажущуюся очевидность такой постановки вопроса, с момента создания зонной пластинки с кольцевыми зонами – линзы Френеля, он не поднимался в течение многих лет. Причина состояла в отсутствии практической возможности реализации зонных пластинок с варьируемым характером зон. Такая возможность появилась в связи с созданием компьютеров и технических средств машинной графики, микро- и нанoeлектроники.

Новые возможности и задачи, возникшие в последнее время, и привели к тому, что классическая элементная база оптических систем – линзы, призмы,

зеркала, диафрагмы, в последние десятилетия существенно дополнена за счет голографических оптических элементов, в том числе цифровых голограмм и дифракционных оптических элементов (ДОЭ) [23] с широкими функциональными возможностями, синтезированными на основе применения компьютеров. К числу последних относятся – плоские линзы, программируемые дифракционные решетки, делители лазерного пучка, корректоры аберраций, фокусаторы, модулированные дифракционные решетки, пространственные фильтры, формирователи пучка и многие другие оптические преобразователи сигналов, основанные на целенаправленном использовании явления дифракции. Строго говоря, называть эту группу устройств «оптическими элементами» не вполне корректно, поскольку зачастую каждое из них выполняет функцию нескольких «классических» оптических элементов. Например, фокусатор в соосный отрезок выполняет функции сферической линзы и аксикона [23], а фокусатор в поперечный отрезок заменяет две скрещенные цилиндрические линзы и одну сферическую [23]. Тем более трудно назвать оптическим элементом голографический пространственный фильтр или модулированную дифракционную решетку. Однако термин «дифракционный оптический элемент» (ДОЭ) укоренился и мы будем его использовать, оговаривая в необходимых случаях смысл выполняемого им оптического преобразования. Необходимо также пояснить широко используемый специалистами термин «дифракционная оптика». Прежде всего, с точки зрения рубрикации науки – это раздел оптики, посвященный изучению явления дифракции. Также под дифракционной оптикой как разделом оптической техники в последние годы часто понимают всю гамму дифракционных оптических элементов. Противоречия между этими двумя трактовками термина нет, поскольку применительно и к термину «оптика» в целом имеет место подобная ситуация.

ДОЭ представляет собой зонную пластинку с дифракционным микрорельефом, отображающим фазовую функцию. Рис. 1.3 иллюстрирует постановку задачи дифракционной оптики – компьютерный синтез микрорельефа ДОЭ. В частности, при решении задачи возбуждения моды выходное поле $W(x, h)$ соответствует $\psi_p(x)$.

Рис.1.3 Компьютерный синтез микрорельефа ДОЭ

Как известно, распространение световой волны в пространстве в параксиальном приближении описывается интегральными операторами - преобразованием Френеля или Фурье в зависимости от зоны дифракции. Значение операторо-

ра, описывающего распространение световой волны в пространстве и характеристики восстанавливаемого объекта, позволяют рассчитать комплексную амплитуду световой волны в плоскости установки ДОЭ. Для МОДАНов расчет упрощается в связи с тем, что многие модовые базисы инвариантны к распространению в свободном пространстве.

Под дифракционно-оптическим преобразованием будем понимать преобразование когерентного светового пучка между входной и выходной плоскостью оптической системы, в которой целенаправленно используется явление дифракции. Оптическая система может включать в себя как ДОЭ, так и классические оптические элементы, а также участки свободного пространства. При этом критерий, по которому рассматривается выходное распределение, может быть как линейным, так и нелинейным.

Для формирования световых пучков заданной поперечно-модовой структуры и для анализа поперечно-модовой структуры пучка в [2, 15] был предложен новый тип ДОЭ – МОДАН. Первые МОДАНЫ [24] были реализованы в виде амплитудных масок, причем противофазная компонента реализовывалась отдельно, а результаты измерений требовали дополнительной обработки. Вскоре появились и МОДАНЫ в виде амплитудных голограмм, реализованные как полутонными методами [25, 26], так и бинарным методом Ломана [16]. Такие МОДАНЫ позволяют проводить непосредственные измерения поперечно-модового состава, а также возбуждать требуемые моды и их суперпозиции. Однако потери световой энергии при этом весьма значительны. Следующим важным шагом было создание фазовых МОДАНов [30], что позволило существенно снизить потери света. Кроме того, разработка новых итерационных методов [23] позволила еще больше снизить потери световой энергии, особенно при реализации многоканальных МОДАНов. На сегодняшний день созданы МОДАНЫ для решения задач, упомянутых выше, с высокой точностью и минимальными потерями световой энергии. Первым этапом их исследования, как правило, является компьютерное моделирование, однако оно не заменяет собой натуральных экспериментов. Более того, следует отметить, что часто толчком к появлению новых подходов к синтезу МОДАНов были именно результаты и потребности натуральных экспериментов. В частности, идеи о применении многоканальных МОДАНов для анализа поперечно-модового состава и фазовых МОДАНов для возбуждения мод появились именно в процессе натуральных экспериментов.

1.3 Формирование и селекция мод лазерного излучения с помощью дифракционных оптических элементов

Как отмечалось в подразделе 1.1, в резонаторах лазеров, линзоподобных средах, волоконных световодах наблюдаются и требуются пучки с различным распределением мощности по модам [19, 20, 27, 28]. В то же время имеются задачи, где требуется селективно работать с одной или определенной группой мод, например, с группой мод с заданным распределением постоянного рас-

пространения по модам [2]. При построении волоконно-оптических систем связи возникает актуальная проблема измерения и/или коррекции дифференциального затухания мод, их дифференциальных модовых задержек, вызывающих уширение импульса [2, 28]. В каждом случае с формальной точки зрения речь идет об измерении или коррекции амплитуды и фазы коэффициентов разложения светового пучка по модам, т.е. об *анализе* или *фильтрации* мод. Близкие задачи возникают при работе с переменным во времени световым пучком, используемым для построения волоконно-оптической линии связи с модовым уплотнением каналов [2]. В последнем случае нужно уметь независимо менять во времени мощности мод, складывать моды в темпе передачи информации и анализировать модовый состав на выходе линии связи (задача анализа светового поля в режиме реального времени).

Сформулируем три основных типа задач селекции мод.

Задача модового анализа – разделение многомодового светового пучка на отдельные модовые составляющие с измерением распределения мощности по модам и межмодовых фазовых сдвигов (рис. 1.4).

Рис. 1.4. Постановка задачи расчета модана – ДОЭ для измерения обобщенного модового спектра

Задача модового синтеза – возбуждение эталонов требуемых мод или многомодовых пучков с требуемым распределением мощности и фаз по модам (рис. 1.5).

Рис. 1.5. Постановка задачи расчета ДОЭ, формирующего образы мод из освещающего пучка $F_0(x)$ (M – фазовый модан, f_0 – фокусное расстояние тонкой линзы)

Модовая фильтрация на основе модовых преобразований, изменение модового состава пучка как по мощности, так и по межмодовым фазовым сдвигам (рис. 1.6).

Рис. 1.6. Постановка задачи изменения модового состава пучка

Таким образом, под анализом поперечно-модового состава пучка целесообразно понимать измерение распределения мощности по модам (т.е. значений квадратов модулей коэффициентов (1.9) и межмодовых фазовых сдвигов (аргументов коэффициентов (1.9))). Опираясь на вышеизложенный материал, рассмотрим расчет функции комплексного пропускания ДОЭ, предназначенного для анализа поперечно-модового состава пучков когерентного излучения.

Предположим, что $\{\psi_p(\mathbf{x})\}$ – комплексные амплитуды мод в сечении пучка, освещающего МОДАН, которые подчиняются условию ортогональности (1.3).

Если мы разложим комплексную амплитуду пучка в ряд по модовым функциям, наша задача сведется к нахождению значений (1.9) комплекснозначных коэффициентов F_p . Значения квадратов модулей коэффициентов $|F_p|^2$ описывают распределение мощностей мод в пучке, а распределение аргументов коэффициентов $\arg(F_p)$ – межмодовые сдвиги в пучке. Задачу измерения модового состава $\{\psi_p(\mathbf{x})\}$ поля с комплексной амплитудой

$$F(\mathbf{x}) = \sum_p F_p \psi_p(\mathbf{x}), \quad \mathbf{x} \in G \quad (1.16)$$

в [2] предлагается решать в два этапа.

Первый этап представляет собой оптическую селекцию мод на основе их свойств ортогональности. При этом распределение мощности по модам преобразуется в распределение интенсивности света в заданных точках фокальной плоскости (набор соответствующих корреляционных пиков).

Второй этап состоит в измерении мощности каждой моды $|F_p|^2$ обычными фотоприемниками, установленными в центральных точках корреляционных пиков, соответствующих заданным модам.

Покажем, что при установке на вход Фурье-каскада пространственного фильтра с математической функцией комплексного пропускания $T(\mathbf{x}) = \psi_p^*(\mathbf{x})$, освещаемого пучком с поперечным распределением комплексной амплитуды $F(\mathbf{x})$, значение комплексной амплитуды в центре выходной плоскости будет однозначно определяться значением коэффициента F_p моды в (1.16). В самом деле, умножая комплексную амплитуду пучка $F(\mathbf{x})$ на функцию

комплексного пропускания элемента $T(x)$, где $T(\mathbf{x}) = \psi_p^*(\mathbf{x})$ – комплексно-сопряженная к $\psi_p(x)$, получаем

$$F(\mathbf{x}) \psi_p^*(\mathbf{x}) = \sum_p F_p \psi_p(\mathbf{x}) \psi_p^*(\mathbf{x}) \quad (1.17)$$

Преобразование Фурье, взятое в центре $u=0$ выходной плоскости пространственных частот $u=(u, v)$, дает операцию интегрирования комплексной амплитуды.

Двумерное интегрирование по апертуре G дает нам

$$F_1(\mathbf{0}) = \int_G F(\mathbf{x}) \psi_p^*(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} \quad (1.18)$$

В силу ортогональности взаимодействие мод происходит так, что при интегрировании комплексной амплитуды (1.18) в точке $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ «фон» взаимоуничтожается и получается значение поля, равное

$$F_p = \int_G F(\mathbf{x}) \psi_p^*(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} \quad (1.19)$$

Мощность $|F_p|^2$ моды $\psi_p(x)$ будет измерена уже обычным фотоприемником с точечной апертурой. Последовательно меняя фильтры $\psi_p(x)$, можно измерить распределение мощности по всему поперечно-модовому спектру.

Контрольные вопросы к главе 1

1. Каковы основные свойства мод лазерного излучения?
2. В чем состоит основная трудность анализа и формирования поперечных мод?
3. Как осуществляется анализ и формирование поперечных мод при помощи ДОЭ?
4. Какие виды задач решаются при помощи ДОЭ?

ГЛАВА 2
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ОДНОКАНАЛЬНЫХ МОДАНОВ

2.1 Исследование амплитудных МОДАНов

2.1.1 Амплитудные МОДАНЫ,
работающие в нулевом порядке дифракции

Предложенный первым подход к реализации МОДАНа [24] состоял в изготовлении двух масок для положительной и отрицательной частей модовой функции. При таком подходе можно регистрировать интенсивность всего светового потока в выходной плоскости и нет необходимости в точечном измерении интенсивности в начале координат. При этом пропускание фильтров должно быть линейным по интенсивности модовых функций. Соответствующие МОДАНЫ были изготовлены для мод Гаусса-Эрмита с индексами (p, l) $(0, 0)$ и $(0, 1)$ для положительной ψ_{pl}^+ и отрицательной ψ_{pl}^- частей модовых функций с разрешением 25 мкм размером 6,5x6,5 мм. Их увеличенные фотокопии приведены на рис. 2.1.

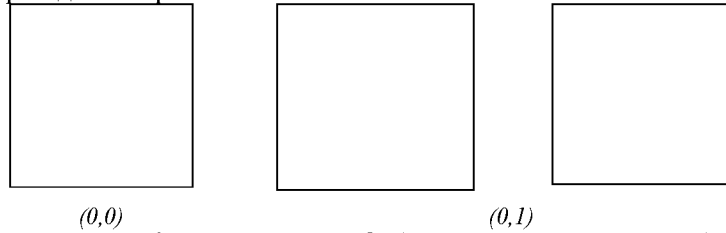


Рис. 2.1 Увеличенные фотокопии масок МОДАНов, реализованных по методу раздельной записи положительной и отрицательной частей модовых функций

Для тестирования МОДАНов было впервые предложено использовать эталонный многомодовый пучок, также формируемый МОДАНов. Соответствующий элемент для суперпозиции мод $(0,0)$ и $(0,1)$ с коэффициентами $w_{00}=1$ и $w_{01}=0,5$ соответственно был изготовлен с теми же параметрами, что и анализирующие МОДАНЫ. Для устранения отрицательных значений функции вводилось постоянное смещение c . С учетом вышеизложенного очевидно, что для измерения одного коэффициента необходимо измерить 4 параметра, а именно:

$$\begin{aligned}
 a_{pl} &= \int_G (a_s w(\mathbf{x}) + c)(a_{pl}^+ \psi_{pl}^+(\mathbf{x}) + b) d\mathbf{x}, \\
 b_{pl} &= \int_G (a_s w(\mathbf{x}) + c)(a_{pl}^- \psi_{pl}^-(\mathbf{x}) + b) d\mathbf{x}, \\
 c_{pl} &= \int_G c(a_{pl}^+ \psi_{pl}^+(\mathbf{x}) + b) d\mathbf{x}, \\
 d_{pl} &= \int_G c(a_{pl}^- \psi_{pl}^-(\mathbf{x}) + b) d\mathbf{x}.
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

Здесь коэффициенты $a_{pl}^+, a_{pl}^-, b, a_s$ учитывают согласование диапазонов значений математических функций со значениями коэффициента пропускания по интенсивности. С учетом того, что для основной моды $\psi_{00}^- \equiv 0$, а для других $a_{pl}^+ = a_{pl}^-$ получаем

$$w_{pl} = (a_{pl} - b_{pl} - c_{pl} + d_{pl}) / a_s a_{pl}^+ . \quad (2.2)$$

Для измерений была собрана установка, в которой осуществлялась проекция изображения эталонного МОДА на анализирующий в масштабе 1:1 с дальнейшим измерением интенсивности прошедшего света. Замена анализирующих МОДАНов была проведена с помощью специальной подвижной кассеты. Прецизионная юстировка взаимного положения МОДАНов осуществлялась по реперным знакам в дополнительном канале, созданном с помощью светоделительного кубика. В процессе измерений оказалось, что при выбранных параметрах вклад c_{pl} и d_{pl} в сумме не превышает 1%. Поэтому в таблице 2.1 результатов эксперимента они не приведены.

Таблица 2.1. Результаты экспериментальных измерений

| (p,l) | a_{pl} | b_{pl} |
|-------|----------|----------|
| (0,0) | 1,48 | 0 |
| (0,1) | 0,91 | 0,1 |

Вычисления дают значения $w_{00} = 1,0$ и $w_{01} = 0,503$, следовательно, погрешность в данном случае менее 1%. Однако такой путь реализации МОДАНов не получил развития в дальнейшем из-за очевидных трудностей процесса измерения и невозможности создания фазы, отличной от 0 и π .

2.1.2 Исследование амплитудно-фазовых распределений, формируемых амплитудными МОДАнами с несущей частотой в первом порядке дифракции

Первые МОДАны [25, 26], удобные в применении, были созданы в виде амплитудных голограмм, работающих в первом порядке дифракции с функцией амплитудного пропускания

$$\Gamma(\mathbf{x}) = T_0 + 2\Delta T \left(|\psi_p(\mathbf{x})| / \psi_{\max} \right) \times \cos \left[2\pi \vec{v} \mathbf{x} + \arg \psi_p(\mathbf{x}) \right] , \quad (2.3)$$

где $T_0 = A_0 + \Delta A / 2$,

$\Delta T = \gamma_a \Delta A / 4$,

$[A_0, A_0 + \Delta A] \subset [0, 1]$ – используемый диапазон амплитудного пропускания,

$0 < \gamma_a \leq 1$ – коэффициент контраста, $\psi_{\max} = \max |\psi_p(\mathbf{x})|$, \vec{v} – вектор несущей частоты голограммы.

В отличие от описанных выше МОДАНов с отдельной записью, голографические МОДАНЫ могут использоваться не только для анализа, но и для формирования соответствующих поперечных мод. Малая дифракционная эффективность таких МОДАНов не является препятствием их применению, поскольку имеется достаточный запас мощности лазера. На рис. 2.2 приведены увеличенные фотошаблоны МОДАНов для анализа и формирования одномодовых ($L=1$) пучков, содержащих одну моду Гаусса-Лагерра с индексами (l, p) , $(0,0)$, $(0,1)$ и $(0,2)$ соответственно.

На фотографиях отчетливо видна синусоидальная решетка пространственной несущей. Амплитудная часть функций $\psi_{lp}(r, \varphi)$ передается на фильтрах соответствующим изменением контраста решетки, а фазовая часть - смещением участков решетки. Участки решетки, соответствующие отрицательным значениям функций $\psi_{lp}(r, \varphi)$, смещены на $\frac{1}{2}$ периода относительно участков с положительными значениями. Действительно, изменение знака функций $\psi_{lp}(r, \varphi)$ можно интерпретировать как поворот фазы на 180° .



Рис. 2.2. Увеличенные фотошаблоны МОДАНов для мод Гаусса-Лагерра с индексами (l, p) : $(0,0)$, $(1,0)$, $(2,0)$ ($\nu_x = 10$ лин/мм, $\nu_y = 0$, $\sigma_0 = 0,65$ мм)

Тестирование таких МОДАНов проводилось по двум направлениям, во-первых, в направлении исследования амплитудно-фазовых распределений, создаваемых МОДАнами [25, 26], и, во-вторых, в направлении измерения с их помощью коэффициентов разложения искусственно созданных при помощи других МОДАНов эталонных пучков.

Для исследований по первому направлению была собрана оптическая установка по схеме, приведенной на рис. 2.3.

Плоскопараллельный пучок света, выходящий из расширителя, делится светоделителем СВ1 на объектный и опорный пучки. Объектный пучок падает на МОДАН. Система фильтрации, состоящая из объективов О1 и О2 с одинаковым фокусным расстоянием и диафрагмы Д, установленной в фокусе объектива О1 выделяет изображение в 1-м порядке дифракции, которое исследуется при помощи линейки ПЗС ЛП. При этом контроль аналогового сигнала в процессе настройки осуществляется с помощью осциллографа. Для исследования фазовых соотношений линейка убирается и на исследуемое распределение накладывается плоский опорный пучок при помощи зеркал З1 и З2 и светоделителя.

теля СВ2. Объектив ОЗ строит изображение плоскости ЛП в плоскости регистрации ПЗС камеры К. В качестве источника когерентного света в установке использовался лазер ЛГН-215, пучок которого расширился до диаметра 60 мм. В системе фильтрации применялись объективы с фокусным расстоянием $f=135$ мм. При этом диаметр диафрагмы $D=0,5$ мм оказался достаточен для выделения 1 порядка дифракции.

*Рис. 2.3. Оптическая схема установки
для исследования сформированных поперечных мод*

На рис. 2.4 приведен график сигнала с ПЗС-линейки при измерении распределения интенсивности моды (0,2) (сплошная линия). Вследствие радиальной симметрии модовых функций при $l=0$ для исследования достаточно одно-го сечения, проходящего через центр симметрии.

Рис. 2.4. Теоретическое (пунктир) и экспериментальное (сплошная линия) распределение интенсивности моды (2,0)

Симметрия кривой на рис. 2.4 несколько нарушена из-за наличия шумов. На экспериментальное распределение относительной интенсивности $I_0=I/I_{\max}$ штриховой линией наложено расчетное теоретическое. Видно в целом хорошее совпадение результатов эксперимента с теорией. Среднеквадратичное отклонение составило 12%.

Далее производилась регистрация интерферограмм сформированных поперечных мод. На рис. 2.5 приведены полученные интерферограммы, на которых видно изменение фазы на 180° на участках с отрицательными значениями функции $\psi_{lp}(\vec{x})$.

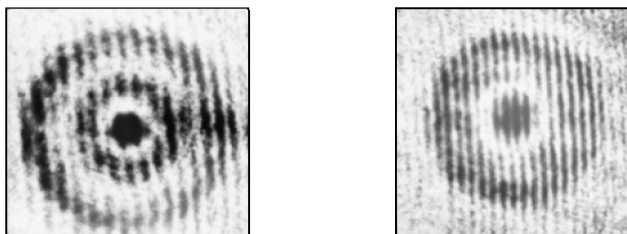


Рис. 2.5. Интерферограммы эталонов поперечных мод Гаусса-Лагерра с индексами (l,p) : $(1,0)$, $(2,0)$

Следует отметить сходство между фотошаблонами МОДАНов (рис. 2.2) и интерферограммами (рис. 2.5). Действительно, процесс получения интерферограмм, описанный выше, есть физический аналог процесса записи МОДАНов в виде амплитудных голограмм. Таким образом, наблюдаемое сходство свидетельствует об адекватности цифровой модели и физического процесса формирования мод.

2.1.3 Корреляционные исследования амплитудных МОДАНов

Для измерения с помощью МОДАНов коэффициентов разложения искусственно созданных эталонных пучков была собрана установка по оптической схеме [26], приведенной на рис. 2.6.

Рис. 2.6. Оптическая схема установки

для исследования эталонных модовых пучков при помощи МОДАНов

Часть оптической схемы (рис. 2.6) от лазера L МОДАНа M_2 полностью аналогична предметной ветви оптической схемы рис. 2.3 с теми же функциями элементов. Сформированный в этой части оптической схемы эталонный многомодовый пучок падает на МОДАН M_2 , разделяющий поперечные моды. Объектив O_3 установлен в Фурье-каскаде оптической схемы (рис. 2.6), а в выходной плоскости Фурье-каскада устанавливается либо линейка ПЗС, либо ПЗС-камера (обозначена на рис. FS).

Фокусное расстояние F_0 объектива O_3 было выбрано равным 750 мм. При таком фокусном расстоянии минимальный размер центрального пика в измеряемом распределении составляет $100 \div 150$ мкм. Весь пик попадает, таким образом, на $10 \div 12$ элементов ПЗС-линейки, что позволяет точно измерить высоту пика. Смена фильтров в установке осуществляется механически при помощи специальной кассеты на 5 фильтров с прецизионной юстировкой. Расстояние между МОДАНами на подложке соответствует расстоянию между

фиксируемыми положениями кассеты. Параметры остальных элементов установки по оптической схеме рис. 2.6 одинаковы с параметрами аналогичных элементов установки по оптической схеме рис. 2.3.

Для проверки соотношения ортогональности формировался одномодовый пучок при помощи МОДАНов (рис. 2.2). Варьируя МОДАНЫ M_1 , M_2 , можно проверить их ортогональность и нормировку. На рис. 2.7 приведены распределения интенсивности, полученные в выходной плоскости установки при экспериментальной проверке соотношения ортогональности. Отчетливо видно наличие пиков интенсивности в центре 1-го порядка дифракции при одинаковых индексах (l, p) МОДАНов M_1 и M_2 и их отсутствие при различных индексах (l, p) .

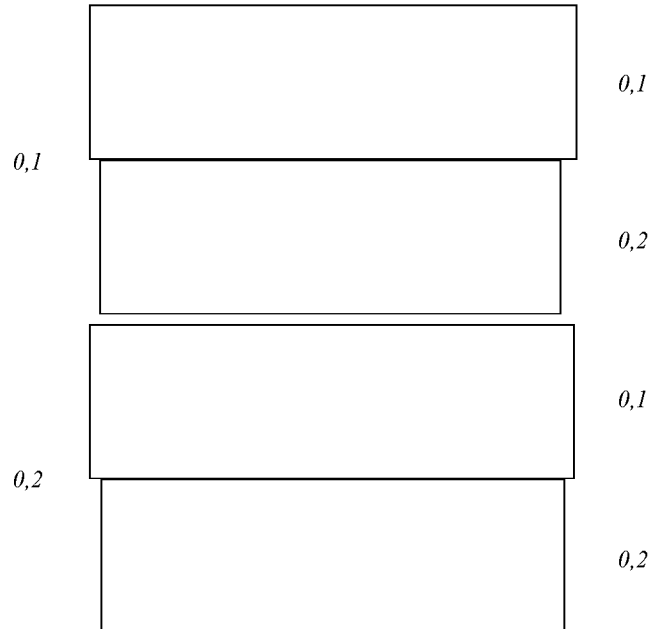


Рис. 2.7. Распределения интенсивности, полученные в выходной плоскости установки при экспериментальной проверке соотношения ортогональности

Поскольку для измерения модовых коэффициентов необходимо измерять интенсивность в центре первого порядка дифракции, было проведено исследование соответствующих распределений интенсивности при помощи ПЗС-линейки [26]. На рис. 2.8 приведены сечения распределений интенсивности в 1 порядке дифракции, проходящие через центр порядка. График а) получен, когда M_1 и M_2 были согласованы с модой $(1,0)$, а график б) – когда M_1 согласован с модой $(0,1)$, а M_2 – с модой $(0,2)$.

Масштаб по вертикали на графике а) в 10 раз мельче, чем на графике б). Из графиков видно, что разрешение достаточно для измерения высоты корре-

ляционного пика. Причем случай а) соответствует измерению полезного сигнала при отсутствии помех от других мод, а случай б) – наоборот, соответствует измерению помехи от другой моды с такой же мощностью, как и измеряемая. Следовательно, соотношение высоты пиков в центре на графиках а) и б), равное 16:1, характеризует способность данного МОДАНа противодействовать помехам и, следовательно, определяет динамический диапазон измерения мощностей мод. Эта величина в теории связи определяет переходное затухание между каналами, которое в данном случае равно, очевидно, -12 дБ.

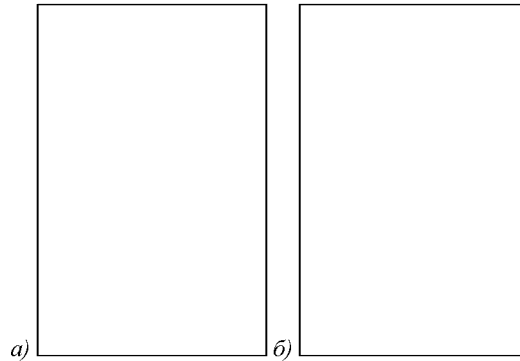


Рис. 2.8. Сечения распределений интенсивности в 1 порядке дифракции при проверке соотношений ортогональности

Для тестирования описываемых МОДАНов в дальнейшем был изготовлен еще один МОДАН [26], формирующий многомодовый пучок, содержащий 4 моды Гаусса-Лагерра из последовательности, указанной в таблице 2.2, с соответствующими весами.

Таблица 2. 2. Весовые коэффициенты мод, заложенные при расчете

| (l,p) | $(0,0)$ | $(1,0)$ | $(2,0)$ | $(3,0)$ |
|-----------|--------------|---------|---------------|----------------|
| $w_{l,p}$ | $\sqrt{0,5}$ | -1 | $\sqrt{0,75}$ | $-\sqrt{0,25}$ |

Часть весовых коэффициентов выбрана отрицательными, поскольку в начале координат все модовые функции $\psi_{lp}(r,\varphi)$ положительны и достигают максимума. Такой выбор весовых коэффициентов позволяет избежать появления выброса в центре пространственного фильтра и тем самым снижаются требования к динамическому диапазону устройств регистрации.

Для измерения поперечно-модового состава эталонного многомодового пучка в качестве МОДАНа M_1 ставился МОДАН, представлявший собой суперпозицию мод Гаусса-Лагерра (рис. 2.9). Измеренные коэффициенты $|w_{l,p}|^2$ и теоретические, заложенные при расчете, приведены в таблице 2.3.



Рис. 2.9. Увеличенный фотошаблон МОДАНа для формирования эталонного многомодового пучка

Таблица 2.3. Результаты исследования эталонного многомодового пучка

| Значение $ w_{l,p} ^2$ | (l,p) | | | |
|------------------------|-------|-------|-------|-------|
| | (0,0) | (0,1) | (0,2) | (0,3) |
| Теоретическое | 0,5 | 1,0 | 0,75 | 0,25 |
| Экспериментальное | 0,545 | 1,0 | 0,72 | - |

Отклонение измеренных коэффициентов от теоретических составляет не более 5% от максимального значения. На рис. 2.10 приведены сечения распределений интенсивности в 1 порядке дифракции, полученные в этом эксперименте при измерении моды (1,0) (график а) и моды (2,0) (график б).

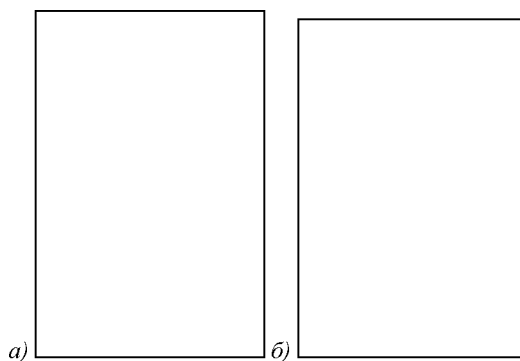


Рис. 2.10. Сечения распределений интенсивности в первом порядке дифракции при анализе эталонного многомодового пучка

Юстировка кассеты с МОДАНами осуществлялась по максимуму центрального пика в распределении интенсивности, поскольку в эталонном пучке присутствовали только радиально-симметричные моды. Из графиков видно, что осцилляции интенсивности вокруг центрального пика полезного сигнала в этом случае существенно больше, чем в случае одномодового пучка, и достигают $30\pm 40\%$ от величины пика. Этот факт легко объяснить наличием помех от других мод, присутствующих в пучке.

2.1.4 Исследование влияния точности установки элементов оптической системы на погрешность измерений

Для разработки методики юстировки оптической схемы измерения мощности мод необходимо сформулировать требования к точности установки различных оптических элементов. Для исследования чувствительности оптической системы к разного рода разъюстировкам были проведены экспериментальные измерения погрешностей, связанных с неточной установкой оптических элементов в схеме, показанной на рис 2.6.

Вначале были сняты зависимости измеряемых мощностей мод и шума от смещения анализирующего МОДАНа при одномодовом пучке на входе системы [26] (рис. 2.11).

Рис. 2.11 Зависимость измеренной мощности мод (0,1) и (0,2) и шума от сдвига МОДАНа

На рис. 2.11 по оси абсцисс отложено относительное смещение фильтра $\Delta = \frac{\Delta\rho}{\omega}$, где $\Delta\rho$ – величина смещения фильтра, ω – радиус луча основной моды, а по оси ординат – относительная мощность сигнала на выходе системы P , нормированная на максимальную мощность полезного сигнала (которая достигается при отсутствии смещения фильтра $\Delta=0$). Измерения проводились для полезных сигналов мод Гаусса-Лагерра с индексами (0,1) и (0,2) и для помехи, создаваемой сигналом моды (0,2), при измерении мощности моды (0,1) (которая достигается при отсутствии смещения МОДАНа $\Delta=0$). Измерения проводились для полезных сигналов мод Гаусса-Лагерра с индексами (0,1) и (0,2) и для помехи, создаваемой сигналом моды (0,2), при измерении мощности моды (0,1). На рис. 2.11 видно, что существует зона нечувствительности измеряемой мощности при малых смещениях МОДАНа $\Delta \sim 0,1 \div 0,2$, когда измеряемая мощность моды почти не меняется, а мощность помехи мала. Зона нечувствительности для моды более высокого порядка (0,2) меньше, чем для (0,1). При смещениях $\Delta > 0,1 \div 0,2$, выходящих за пределы зоны нечувствительности,

начинается спад измеряемой мощности мод более быстрый для моды (0,2) и рост мощности помехи, что приводит к падению отношения сигнал-шум с 16:1 до ~1:1 при $\Delta=0,6$. Таким образом, можно считать допустимой разъюстировку фильтра $\Delta=0,1\div 0,05$, что в абсолютных единицах составляет $60\div 100$ мкм.

Также были исследованы зависимости измеряемой мощности мод и шума от сдвига плоскости фотоприемников вдоль оптической оси (дефокусировки).

На соответствующем графике (рис. 2.12) по оси абсцисс отложено относительное продольное смещение плоскости фотоприемников от фокуса объектива O_3 , $a = \Delta z / F$, где Δz – величина продольного смещения плоскости фотоприемников, F – фокусное расстояние объектива O_3 , а по оси ординат – мощность измеряемого сигнала P аналогично рис. 2.11.

Рис. 2.12. Зависимость измеренной мощности мод и шума от сдвига плоскости фотоприемников

Видно (рис. 2.12), что заметный спад измеряемой мощности мод начинается при $a\sim 0,05$ и происходит для моды (0,2) несколько быстрее. Следует отметить, что при $a\sim 0,1$ мощность помехи начинает резко расти и при $a\sim 0,2$ возникает ложный пик интенсивности, соизмеримый по величине с настоящим (отношение сигнал-помеха 2:1). Это необходимо учитывать при юстировке оптической системы. При выбранных параметрах элементов оптической схемы максимально допустимое продольное смещение плоскости фотоприемников от правильного положения составляет $3\div 4$ см, т.е. юстировка фотоприемников не представляет трудности.

Аналогично случаю одномодовых пучков были сняты зависимости измеряемых мощностей мод от поперечного сдвига МОДАна для эталонного многомодового пучка [14] (рис.2.13).

Рис. 2.13. Зависимость измеренной мощности мод от сдвига фильтра

Графики на рис. 2.13 построены в той же системе координат, что и на рис. 2.11. Измеренные мощности мод нормированы на наиболее мощную моду (0,1) (см. таблицу 2.2) при отсутствии сдвига фильтра ($\Delta=0$). Видно, что для мод (0,1) и (0,2) характер зависимости остался тем же, что и при исследовании одномодовых пучков (см. рис. 2.11). При измерении мощности основной моды относительная погрешность измерения не превышает 10% вплоть до значений $\Delta=0,5$. Вместе с тем уже при смещении $\Delta=0,15$ соотношение измеряемых мощностей (распределение мощности по модам) изменяется до 10÷15%, что следует, видимо, считать предельной ошибкой для такой системы. Для измерения мощностей мод более высоких порядков к юстировке фильтра, очевидно, должны предъявляться еще более строгие требования. Подводя итог, следует сказать, что поперечная юстировка анализирующего МОДАНа должна осуществляться по максимуму полезного сигнала моды наивысшего порядка, а фокусировка на фотоприемник – наоборот, по минимуму сигнала помехи (тех мод, которые не присутствуют в пучке).

2.2 Разработка и исследование фазовых МОДАНов

2.2.1 Фазовые МОДАНЫ на отбеленном желатине

В ряде случаев, например, при недостаточной мощности лазера или значительных потерях в волоконных световодах, требуется повышать энергетическую эффективность МОДАНов. В принципе возможны два подхода к решению этой задачи. Первый состоит в создании амплитудно-фазового элемента типа «сэн-

двич», работающего в нулевом порядке дифракции, но из-за технологических ограничений этот подход не является оптимальным. Второй подход состоит в переходе к чисто фазовым элементам. Метод Кирка-Джонса [29] позволяет создавать требуемое распределение в нулевом порядке дифракции с высокой эффективностью, однако нулевой порядок характеризуется большим зашумлением, чем высшие порядки, а создание многоканальных элементов, как будет показано далее, все равно фактически приводит к работе в первом порядке. В работе [30] впервые были предложены фазовые МОДАНЫ, работающие в первом порядке дифракции. Функция комплексного пропускания такого МОДАНа

$$\Gamma(\mathbf{x}) = \exp\left\{(1/2)i\varphi_{\max} \gamma Q(|\psi_p(\mathbf{x})|/\psi_{\max}) \cos[2\pi\bar{v}\mathbf{x} + \arg \psi_p(\mathbf{x})]\right\} \quad (2.4)$$

описывает фазовую дифракционную решетку с синусоидальным профилем штриха, где φ_{\max} – максимальный сдвиг фазы, $\gamma \in (0,1)$ – коэффициент, определяющий диапазон изменения фазового пропускания. Функция $Q(t)$ описывает нелинейное предискажение, чтобы скомпенсировать нелинейность перехода от амплитуды к фазе, причем $0 \leq Q(t) \leq 1$ при $0 \leq t \leq 1$, $Q(0) = 0$, а $Q(1) = 1$.

Пропускающий МОДАН должен быть выполнен из прозрачного материала и иметь высоту рельефа $h(\mathbf{x}) = \frac{\lambda\varphi(\mathbf{x})}{2\pi(n-1)}$. Такие МОДАНЫ были изготовлены с использованием в качестве фотошаблонов описанных выше амплитудных МОДАНов (рис. 2.1). С них контактным способом делались копии на фотопленку Микрат-300 с малым уровнем фазовых шумов. Далее проводилось отбеливание полученных копий в растворе отбеливателя R-10 для преобразования оптической плотности в фазовое пропускание. Далее в лазерном интерферометре с He-Ne лазером исследовалось фазовое пропускание того участка, где на амплитудных фотошаблонах располагался фотометрический клин. Таким образом, проводился контроль φ_{\max} и $Q(t)$ полученных фазовых МОДАНов. Подбор этих параметров осуществлялся изменением условий экспонирования и обработки на этапах копирования и отбеливания.

Исследование энергетической эффективности изготовленных МОДАНов проводилось в специальной установке, собранной по оптической схеме (рис. 2.14).

Рис. 2.14. Оптическая схема установки
для исследования энергетической эффективности МОДАНов

МОДАН М освещается пучком лазера L после расширителя P через диафрагму D . На расстоянии l , достаточном для разделения порядков, установлен фотоприемник с большой апертурой FS , измеряющий полную мощность P_1 в первом порядке дифракции, выделенном диафрагмой D_1 . Также имеется возможность измерения полной мощности P_0 после диафрагмы D . Измерения проводились измерителем мощности ОМЗ-65. Результаты измерения отношений указанных мощностей P_1/P_0 (энергетической эффективности) для амплитудных и фазовых МОДАНов приведены в таблице 2.4.

Таблица 2.4. Значения энергетической эффективности
амплитудных и фазовых МОДАНов

| Номер моды | Амплитудные | Фазовые |
|------------|-------------|---------|
| (0,0) | 0,0015 | 0,014 |
| (1,0) | 0,0026 | 0,021 |
| (2,0) | 0,0030 | 0,026 |

Из таблицы 2.4 видно, что энергетическая эффективность фазовых МОДАНов в 8-9 раз выше, чем амплитудных. Теоретически, как показано в работе [31], выигрыш должен составлять около 11 раз, но, учитывая несовершенство технологии изготовления этих МОДАНов, полученный результат достаточно хорошо согласуется с теорией. Различия энергетической эффективности для разных мод, как показано в [31], происходят из-за разного диапазона значений модовых функций и также могут быть рассчитаны теоретически. Их значения получаются достаточно близкими к полученным экспериментально. Кроме того, путем отбеливания были изготовлены фазовые маски для технологии «сэндвич». Амплитудная часть изготавливалась на том же оборудовании, что и описанные выше амплитудные маски. Амплитудная и фазовая маски совмещались по реперным знакам и фиксировались в специальной кассете. Однако, несмотря на работу в нулевом порядке, такие МОДАНов показали энергетическую эффективность почти в 2 раза ниже, чем фазовые, работающие в 1 порядке. Этот результат можно объяснить, очевидно, достаточно низким оптическим качеством обеих и особенно амплитудной компонентой.

Для проверки качества формирования поперечных мод проводилось также фотометрирование распределений интенсивности мод, сформированных фазо-

выми МОДАНами. Использовалась уже описанная выше установка по оптической схеме (рис. 2.3). Полученные при этом результаты изображены сплошной линией на рис. 2.15. Пунктиром показаны теоретические распределения.

Рис. 2.15. Теоретические и экспериментальные сечения распределений интенсивности различных мод (сплошная линия – эксперимент, пунктир – теория)

Нормировка осуществлялась отдельно для каждой моды по общему световому потоку. Такие же измерения ранее были проделаны для амплитудных МОДАНов. Сравнительные результаты вычисления СКО приведены в таблице 2.5.

Таблица 2.5. Значения среднеквадратичного отклонения интенсивности сформированных фазовыми и амплитудными МОДАНами распределений от теоретических распределений

| <i>Номер моды</i> | <i>Амплитудные МОДАНЫ</i> | <i>Фазовые МОДАНЫ</i> |
|-------------------|---------------------------|-----------------------|
| <i>(0, 0)</i> | <i>0,017</i> | <i>0,028</i> |
| <i>(1, 0)</i> | <i>0,069</i> | <i>0,118</i> |
| <i>(2, 0)</i> | <i>0,084</i> | <i>0,155</i> |

Видно, что погрешность формирования мод фазовыми МОДАНами несколько (в 1,5-2 раза) больше, чем амплитудными. Это выражается в некотором завале острых пиков и их смещении. Причину искажений следует искать, видимо, в неточной реализации фазовой функции. Технология отбеливания так же, как и все, использующие желатиновую основу, вообще характеризуется нестабильностью и непригодна для получения хороших количественных результатов. Поэтому следующим шагом в разработке и исследовании фазовых МОДАНов стал переход к фотолитографической технологии.

2.2.2 Исследование бинарно-фазовых МОДАНов, изготовленных по технологии фотолитографии

Фотолитография позволяет достичь более высокого оптического качества элементов и дает стабильные результаты. Однако ступенчатый характер фазового рельефа вносит свою специфику в процесс синтеза [23] и экспериментального исследования. Наиболее простыми в изготовлении по технологии фо-

то литографии являются бинарно-фазовые элементы. В работе [32] впервые описано изготовление по технологии литографии и исследование бинарно-фазового МОДАНа, работающего в первом порядке дифракции. Его функция комплексного пропускания

$$\Gamma(x, y) = \exp \left[i\pi \sum_{n=-N/2}^{N/2} \operatorname{rect} \left(\frac{x - nd + \arg \psi_p(x, y) \frac{d}{2\pi}}{\frac{d}{2} (Q(|\psi_p(x, y)| / \psi_{\max}))} \right) \right], \quad (2.5)$$

где $\operatorname{rect}\left(\frac{x}{T}\right) = \begin{cases} 1, & |x| < T/2 \\ 0, & \text{иначе} \end{cases}$, $d = \frac{1}{|v|}$ – период пространственной несущей.

Принцип его действия основан на модуляции ширины штрихов бинарно-фазовой дифракционной решетки. При этом, как видно из формулы, высота штрихов постоянна и равна π для обеспечения максимальной дифракционной эффективности в 1 порядке дифракции. Ширина же штриха меняется от 0 до $d/2$ в соответствии с амплитудой кодируемой функции, а положение штриха в пределах периода – в соответствии с ее фазой. Амплитуда при этом подвергается нелинейному преобразованию в соответствии с функцией $Q(t)$. Вид ее в этом случае $Q(t) = \frac{2}{\pi} \arcsin(t)$.

При изготовлении такого МОДАНа вначале записывался фотошаблон с разрешением 25 мкм. Затем по технологии контактной фотолитографии делалась копия на хром, нанесенный на стеклянную подложку. Далее уже по технологии проекционной фотолитографии с десятикратным уменьшением делался сам элемент. Для проецирования использовался объектив «Бинар» с разрешением около 1000 лин/мм. Путем жидкостного травления был получен микрорельеф для длины волны 0,63 мкм. Контроль микрорельефа осуществлялся с помощью микроинтерферометра МИИ-4. Фотокопия исходной маски МОДАНа для моды Гаусса-Лагерра (2,0) приведена на рис. 2.16.

Рис. 2.16. Фотокопия маски для изготовления бинарно-фазового МОДАНа

Маска содержит 2048x2048 отсчетов, а несущая частота после уменьшения составляет 20 лин/мм. Вначале было проведено измерение энергетической эф-

фактивности МОДАНа на установке рис. 2.14. Распределение интенсивности света, прошедшего через МОДАН, а также значения измеренной энергии (указаны под соответствующими порядками дифракции) приведены на рис. 2.17.








| Номера порядков | -3 | -2 | -1 | 0 | +1 | +2 | +3 |
|----------------------------------|---|---|---|---|--|---|---|
| Сформированные порядки дифракции |  |  |  |  |  |  |  |
| Е лит. | 0,006 | 0,03 | 0,1 | 0,65 | 0,1 | 0,03 | 0,006 |
| Е жел. | | | 0,02 | 0,32 | 0,02 | | |

Рис. 2.17. Распределение интенсивности и значения суммарной энергии в различных порядках дифракции для бинарно-фазового МОДАНа:

Е лит. – энергия порядков литографического элемента, *Е жел.* – желатинового

Для сравнения на рис. 2.17 указаны также значения энергии в нулевом и в первом порядках дифракции для аналогичного МОДАНа на отбеленном желатине, исследованного ранее. Нормировка и в том, и в другом случаях сделана на полную энергию света, падающего на МОДАН, которая принимается за 1. Бинарность фазового профиля приводит к появлению высших порядков дифракции, в которые уходит определенная часть энергии. Суммарная энергия всех порядков, показанных на рис. 2.17, для литографического элемента около 92%, а для желатинового – всего около 36% от энергии падающего света. Таким образом, потери света для литографического элемента составляют около 8%, что соответствует потерям на отражение от двух его поверхностей, а потери для желатинового – 64%. Источником потерь для желатинового элемента являются рассеяние и поглощение света на остаточной зернистости фотопленки. И хотя теоретическая эффективность фазового элемента с непрерывным профилем несколько выше, чем бинарного, реальная – меньше в 5 раз по указанной причине низкого оптического качества отбеленного желатина.

Проводилось также исследование распределения интенсивности в первом порядке дифракции на установке по оптической схеме, изображенной на рис. 2.2. Результаты исследования приведены на рис. 2.18.

*Рис. 2.18. Распределение интенсивности в первом порядке дифракции, полученное при исследовании бинарно-фазового МОДАНа
(сплошная линия – эксперимент, пунктир – теория)*

Для сравнения пунктиром приведена теоретическая кривая с той же нормировкой, что и на рис. 2.15, из которого видно, что характер погрешностей тот же, что и для фазовых МОДАНов на отбеленном желатине. Близким получается и значение СКО. Однако более высокая энергетическая эффективность делает предпочтительным использование именно литографической технологии, даже бинарной.

Основные результаты, полученные в главе 2

Впервые экспериментально исследованы амплитудные однопорядковые МОДАНЫ. По результатам измерения амплитуды и фазы формируемых распределений получено значение среднеквадратичного отклонения от теории около 12%. Корреляционные исследования показали величину переходного затухания около -12 дБ. Анализ специально сформированного эталонного пучка показал погрешность измерений модовых коэффициентов не более 5%.

Экспериментально исследована зависимость погрешностей измерений от точности установки основных элементов оптической системы. В результате сформулированы требования к точности механических узлов системы и предложена оптимальная методика юстировки оптической схемы.

Впервые предложены и экспериментально исследованы фазовые МОДАНЫ, работающие в первом порядке дифракции. Измерена их энергетическая эффективность, которая оказалась в 8-9 раз выше, чем у амплитудных. Измеренная среднеквадратичная погрешность формирования полей такими МОДАнами в 1,5-2 раза выше, чем у амплитудных МОДАНов.

Реализован по технологии фотолитографии и исследован бинарно-фазовый МОДАН с несущей частотой. По сравнению с ранее изготовленными образцами фазовых МОДАНов удалось повысить энергетическую эффективность в пять раз при сохранении показателей точности.

Выводы к главе 2

Амплитудные МОДАНЫ с введением пространственной несущей частоты являются эффективным инструментом экспериментального исследования лазерных пучков в условиях достаточной мощности лазера, поскольку обеспечивают наименьшую погрешность анализа и формирования поперечно-модового состава.

Поперечная юстировка анализирующего МОДАНа наиболее точно осуществляется по максимуму полезного сигнала моды наивысшего порядка, а фокусировка на фотоприемник – по минимуму сигнала помехи (тех мод, которые не присутствуют в пучке). Точность поперечной юстировки для мод низших порядков должна быть не хуже $0,1\omega_0$.

В условиях недостатка энергии источника света целесообразно использовать фазовые МОДАНЫ, которые позволяют достичь выигрыша в энергетической эффективности в 7-10 раз.

Контрольные вопросы к главе 2

1. Какой метод реализации амплитудных МОДАНов является наилучшим?
2. Каким образом должна осуществляться юстировка анализирующего МОДАНа и каковы при этом требования к точности?
3. В чем состоят преимущества и недостатки фазовых МОДАНов по сравнению с амплитудными?
4. Какая технология изготовления фазовых МОДАНов дает наилучшие результаты?

ГЛАВА 3 РАСЧЕТ И ИССЛЕДОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНЫХ МОДАНОВ

3.1 Синтез многоканальных МОДАНов

Рассмотренные выше одноканальные МОДАНЫ позволяют формировать в некоторой области выходной плоскости когерентное световое поле, соответствующее одной моде или группе мод и соответственно измерять мощность моды или группы мод. При формировании поперечных мод такой подход оправдывает себя, поскольку даже для возбуждения нескольких мод в волоконном световоде с реализационной точки зрения проще формировать моды отдельными МОДАНАми и затем объединять для ввода в световод. В работе [33] впервые была предложена оптическая схема интерферометра для независимой манипуляции несколькими модами волоконного световода. В дальнейшем эта идея была реализована и развита в работах [34, 35, 36]. С развитием техники оптической связи в настоящее время такое устройство, очевидно, может быть реализовано на основе направленных ответвителей.

Однако для анализа поперечно-модового состава ситуация несколько иная. Процедура измерения мощностей разных мод различными МОДАНАми крайне неудобна практически. Ее невозможно реализовать в реальном времени из-за необходимости механической замены МОДАНов. Кроме того, требуется постоянный контроль мощности выходного пучка и прецизионная механика для смены МОДАНов. При этом сами МОДАНЫ должны располагаться на одной подложке с точно заданными координатами центров. Все это делает разработку многоканальных МОДАНов актуальной задачей.

Работа многоканального МОДАНА основана на угловом разделении нескольких модовых пучков. Для измерения мощностей N_{mod} мод одновременно в [26, 37] впервые был рассмотрен МОДАН с функцией комплексного пропускания вида

$$T(\mathbf{x}) = \sum_{n=1}^{N_{\text{mod}}} \psi_{n'}^*(\mathbf{x}) \exp(i\mathbf{v}_{n'} \cdot \mathbf{x}). \quad (3.1)$$

Экспоненциальные добавки $\exp(i\mathbf{v}_{n'} \cdot \mathbf{u})$ вводятся для пространственного разделения каналов, соответствующих различным модам, в плоскости элемента, $\mathbf{V}_{n'}$ – векторы несущих пространственных частот, определяющих углы распространения парциальных модовых пучков, исходя из их углового разделения. Таким образом, предложенный подход основан на записи многоканального МОДАНА в виде наложенных голограмм различных мод с разными углами падения опорного пучка. Взаимодействие пучка (2.11) с фильтром с функцией комплексного пропускания вида (3.1) на входе Фурье-каскада с фо-

кусным расстоянием f приведет к возникновению в выходной плоскости значений комплексного распределения $w(\lambda f \bar{\mathbf{v}}_n) \sim w_n$.

МОДАН с функцией комплексного пропускания (3.1) может быть реализован путем кодирования функции пропускания в чисто амплитудную или чисто фазовую в соответствии с методами, описанными выше.

Амплитудная голограмма дает возможность непосредственно реализовать (3.1), взяв от него вещественную часть, то есть совмещая на одном фильтре нескольких амплитудных МОДАНов вида (2.3) для модовых функций $\psi_n(\mathbf{x})$ с различной абсолютной величиной и ориентацией несущей частоты для параллельного получения ряда искомых коэффициентов w_n .

Амплитудное пропускание такого МОДАНа запишется в виде

$$\begin{aligned} \Gamma(\mathbf{x}) &= T_0 + 2(\Delta T / T_{\max}) \operatorname{Re} T(\mathbf{x}) = \\ &= T_0 + 2\Delta T \sum_{n=1}^{N_{\text{mod}}} (|\psi_n(\mathbf{x})| / \psi_{\max}) \cos [2\pi \bar{\mathbf{v}}_n \mathbf{x} + \arg \psi_n(\mathbf{x})], \end{aligned} \quad (3.2)$$

где N_{mod} – количество записываемых модовых функций, $\bar{\mathbf{v}}_n = (\bar{v}_{nx}, \bar{v}_{ny})$ – вектор пространственных частот n -й модовой функции.

При этом выбор $\bar{\mathbf{v}}_n$ определяется из условия пространственного разделения дифракционных порядков для различных модовых функций, что будет рассмотрено далее.

Кодирование в фазовую функцию осуществляется несколько иначе, поскольку нельзя непосредственно складывать фазовые функции отдельно закодированных одноканальных МОДАНов (это будет соответствовать умножению функций пропускания). В этом случае кодированию подвергается целиком вся функция вида (3.1). При фазовом кодировании по обобщенному методу Кирка-Джонса [2] функция комплексного пропускания

$$\Gamma(\mathbf{x}) = \exp \left\{ i \left[\arg T(\mathbf{x}) + (1/2) \varphi_{\max} \gamma Q(|T(\mathbf{x})| / T_{\max}) p(\bar{\mathbf{v}}_0 \mathbf{x}) \right] \right\}, \quad (3.3)$$

где $p(t)$ – произвольная периодическая функция несущей с периодом 1, принимающая значения $p \in [-1, 1]$, $\bar{\mathbf{v}}_0 = (v_{0x}, v_{0y})$ – вспомогательная несущая пространственная частота, выбираемая из условия разделения порядков. В отличие от вышеописанных фазовых одноканальных МОДАНов, такой метод кодирования ориентирован на восстановление модового пучка в нулевом порядке дифракции, однако при этом понятно, что лишь одна из записываемых мод может формироваться на оптической оси. Остальные моды или их группы все равно формируются во внеосевых областях, что в классическом понимании эквивалентно их восстановлению в ненулевом порядке. Правильнее было бы говорить в данном случае о появлении «вложенных» структур дифракци-

онных порядков, где область каждого дифракционного порядка разбивается еще на ряд областей. Поэтому будем обозначать n -й вектор несущей частоты внутри области k -го дифракционного порядка $\vec{v}_n^{(k)}$.

Наличие смеси различных пространственных частот требует рассмотрения условий углового разделения различных дифракционных порядков МОДАНа [26, 37]. Положение усложняется также наличием операций дискретизации и квантования, неизбежно присутствующих в процессе синтеза любого ДОЭ.

Пусть угловой спектр n -го модового пучка имеет ширину b_n . Введем $b = \max b_n, v_{\max} = \max |\vec{v}_n^{(k)}|, v_{x\max} = \max |\vec{v}_{nx}^{(k)}|, v_{y\max} = \max |\vec{v}_{ny}^{(k)}|, n = \overline{1, N_{\text{mod}}}$. Тогда для разделения каналов требуется удовлетворить условию $|\vec{v}_n^{(k)} - v_n^{(k)}| \geq b$, а разрешение при регистрации должно быть больше v_{\max} . Вследствие наличия ± 1 порядков дифракции точки с координатами $\vec{v}_n^{(k)}$ могут располагаться лишь внутри половины круга радиуса v_{\max} с центром в начале координат (рис. 3.1).

Рис. 3.1. Вид углового спектра многоканального МОДАНа
Число каналов уже не может превысить

$$N_{\text{mod max}} = \frac{1}{2b^2} \pi v_{\max}^2. \quad (3.4)$$

Для практического использования МОДАНа в ряде случаев необходима одинаковая величина несущей частоты во всех каналах, то есть $|\vec{v}_n^{(k)}| = v_1 = \text{const}$. В этом случае все $\vec{v}_n^{(k)}$ располагаются на полуокружности (рис. 3.1), и максимальное число каналов сокращается до

$$N_{\text{mod max}} = \frac{\pi v_1}{b}. \quad (3.5)$$

Дополнительное появление частоты \vec{v}_0 и кратных ей в (3.3) означает повторение картины рис. 3.1 также вокруг точек $\vec{v}_0, 2\vec{v}_0$ и т. д. Таким образом, необходимо брать, по крайней мере, $|\vec{v}_0| \geq v_{\max}$. Далее операция дискретизации

с шагом δ по осям x, y приводит к появлению высших дифракционных порядков, так что центры $\bar{v}_n^{(k)}$ и их повторения с частотой \bar{v}_0 размножаются добавлением кратных основным частотам. При этом в силу теоремы отсчетов должно выполняться условие $v_{x\max} \leq 1/2\delta, v_{y\max} \leq 1/2\delta$. Анализ вида углового спектра показывает, что точки, лежащие внутри заштрихованного прямоугольника (рис. 3.1), не могут использоваться для измерений, поскольку создают помехи в незаштрихованной части прямоугольника. При этом значение $N_{\text{mod max}}$ снижается на 25%. Квантование фазы по M уровням также приводит к появлению высших дифракционных порядков с частотами, кратными основным с коэффициентами $(Mm+1), m=\pm 1, \pm 2, \dots$. Однако при нахождении в незаштрихованной части прямоугольника эти частоты не будут перекрываться с основными.

Заметим, что для гауссовых поперечных мод максимальную ширину углового спектра модового пучка можно оценить через размер МОДАНа D и радиус основной моды σ в плоскости МОДАНа. Действительно, размер углового спектра основной моды $\phi = 1/\pi\sigma$. Ограничение размера спектра b выберем на том же уровне, который дает размер D в плоскости МОДАНа, то есть $D/\sigma = b/\phi$. Отсюда

$$b = \frac{D}{\pi\sigma^2} = \frac{4N_m}{\pi D},$$

где $N_m = (D/2\sigma)^2$ – безразмерный параметр, характеризующий максимальный порядок моды, укладываемой на поперечном размере МОДАНа. Для волоконного световода в качестве такого параметра выступает $a/\sigma_0 = D/2\sigma$ и

$N_m = (a/\sigma_0)^2$, где a и σ_0 – радиусы сердцевины и основной моды соответственно. Интересно, что величина N_m совпадает с нормированным частотным параметром V световода. Полученные соотношения позволяют правильно выбирать параметры многоканальных МОДАНов и оценивать возможное количество каналов МОДАНа. Скажем, при $v_{\max}=200 \text{ лин/мм}$, $L_m=50$, $D=6,4 \text{ мм}$, $N_{\text{mod max}}=600$. Однако для более реальной ситуации, например равных величин несущей (расположение точек на полуокружности) с несущей $v_1=40 \text{ лин/мм}$, $N_{\text{mod max}}=12$.

Как правило, еще более существенные ограничения на $N_{\text{mod max}}$ связаны с дискретизацией, квантованием и наличием когерентных шумов. Когерентные шумы и квантование приводят к ограничению динамического диапазона функции амплитудного пропускания МОДАНа. В то же время с ростом $N_{\text{mod max}}$ происходит бы-

строе увеличение требуемого динамического диапазона, связанное с возникновением пика в начале координат при суммировании модовых функций. Так, осцилляции вокруг центрального пика для модовой функции Гаусса-Лагерра с индексами (0,1) составляют ~40% от величины центрального пика, а для суперпозиции трех модовых функций с индексами (0,0), (0,1), (0,2) – менее 15% от величины центрального пика. Таким образом, с ростом $N_{\text{mod,max}}$ динамический диапазон числа становится недостаточным для передачи осцилляции вокруг центрального пика, несущего информацию о модах высших порядков. При различной ориентации векторов несущих частот в точках пересечения центров полос решеток пространственной несущей, попадающих в область максимальных значений, функция амплитудного пропускания МОДАНа достигает максимальных значений. При одинаковой ориентации векторов $\vec{v}_n^{(k)}$ можно соответствующим выбором начальных фазовых сдвигов снизить требования к динамическому диапазону при синтезе МОДАНов. Однако в этом случае весьма существенными становятся ограничения из-за муаровых эффектов (биений различных пространственных частот). Ведь, с одной стороны, для исключения муаровых эффектов величина несущей частоты может принимать лишь ряд фиксированных значений, для которых на один период несущей приходится целое число элементов разрешения, а с другой стороны, разные несущие частоты не должны быть кратны друг другу. Легко видеть, что в связи с этим целесообразно использовать низшие несущие частоты (заштрихованный прямоугольник на рис. 3.1). Кроме того, при возбуждении мод в волоконных световодах большие углы дифракции создают дополнительные сложности юстировки устройства ввода. В реальных условиях наинизшую несущую частоту приходится делать не менее 3÷4 лин/мм из-за наличия значительных шумов вблизи нулевого порядка дифракции. Таким образом, возможны всего лишь 5÷6 различных значений несущей частоты.

3.2 Экспериментальное исследование амплитудных многоканальных МОДАНов

Синтез и исследование первого многоканального МОДАНа описаны в работах [26, 37]. МОДАН был синтезирован в виде амплитудной голограммы (3.2) для двух мод Гаусса-Лагерра (0,0) и (0,1). Несущие для мод были выбраны одинаковыми по величине и совпадающими по направлению с осями x и y . Остальные параметры те же, что и для одноканальных амплитудных МОДАНов. Увеличенная фотокопия МОДАНа приведена на рис. 3.2.

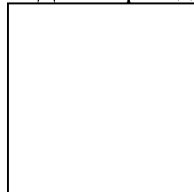


Рис. 3.2 Увеличенная фотокопия двухканального МОДАНа для мод (0,0) и (0,1), $v_{0x} = 10 \text{ лин/мм}$, $v_{0y} = 0$, $v_{1y} = 10 \text{ лин/мм}$, $v_{1x} = 0$

Исследование МОДАНа проводилось на установке по оптической схеме рис. 2.6. На рис. 3.3 приведены распределения интенсивности, полученные в выходной плоскости установки при экспериментальной проверке соотношения ортогональности для двухканального МОДАНа.

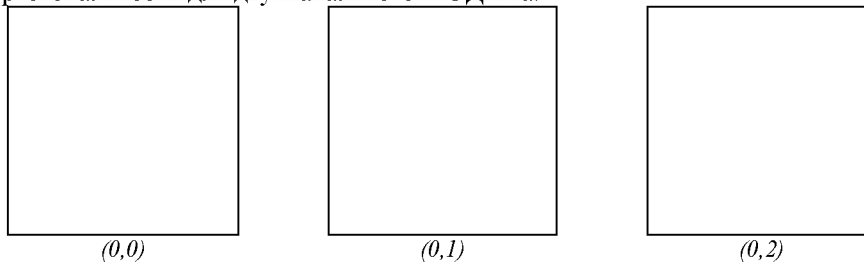


Рис. 3.3. Экспериментальные распределения интенсивности, полученные в выходной плоскости для двухканального МОДАНа при его освещении модами $(0,0)$, $(0,1)$ и $(0,2)$

Из рис. 3.3 видно, что пик интенсивности появляется в соответствующей точке выходной плоскости на оси x , если МОДАН M_1 формирует пучок моды $(0,0)$, или на оси y , если МОДАН M_1 формирует пучок моды $(0,1)$. Если МОДАН M_1 формирует пучки других мод, пик интенсивности не обнаруживается, что свидетельствует о работоспособности МОДАНа. Характеристики точности этого МОДАНа близки к аналогичным, полученным для одноканальных МОДАНов, синтезированных по той же технологии (см. подраздел 2.1.2).

Для реальных измерений поперечно-модового состава в многомодовых волоконных световодах требуется одновременное измерение мощностей, по крайней мере, 5-7 мод. Однако технология записи полутонких голограмм с разрешением 25 мкм не позволяет достичь такого числа каналов по причинам, рассмотренным в подразделе 3.1. Решение этой задачи требует на порядок большего разрешения. Такое разрешение может обеспечить метод лазерной микролитографии. Описанные выше эксперименты по сравнительному исследованию амплитудных и фазовых методов записи свидетельствуют о том, что амплитудная запись позволяет достичь большей точности формирования мод. Поэтому, если нет требования максимальной энергетической эффективности, предпочтение следует отдать амплитудным методам записи. Метод литографии позволяет реализовать лишь бинарные амплитудные элементы. Такие элементы могут быть синтезированы с использованием соответствующих методов кодирования, таких как методы Ломана и Ли.

Актуальная задача синтеза и исследования многоканального амплитудного бинарного МОДАНа для измерений поперечно-модового состава в маломодовом ступенчатом волокне решалась в работах [38, 39]. Вначале проводился выбор параметров МОДАНа, согласованных с характеристиками имеющихся устройств. Необходимо выбрать такие ν_n , чтобы при заданном f все корреляционные пики располагались в поле зрения ПЗС-камеры. Кроме того, необходимо выбрать радиус луча основной моды ω_0 на МОДАНе. Здесь имеется ряд противоречивых тре-

бований: с одной стороны, увеличивая ω_0 , мы экономим разрешение устройства вывода и снижаем требования к точности установки МОДАНа, но с другой стороны – радиус луча основной моды в выходной плоскости $\omega = \lambda f / \pi \omega_0$, причем характерные размеры отдельных пятен, составляющих картины мод высших порядков, можно примерно оценить по каждой оси как $\omega/(p+1)$, где p – порядок моды вдоль соответствующей оси. Характерный размер корреляционного пика связан с радиусом корреляции, который, в свою очередь, определяется характерными размерами пятен. Таким образом, если задаться некоторым минимальным количеством элементов разрешения m , требуемых для регистрации области корреляционного пика, то можно определить максимальный размер ω_0 . Простой расчет показывает, что для $\lambda=0,63\text{мкм}$, $f=375\text{мм}$, $p=3$, $m=10$ значение ω_0 составляет около 0,5мм.

Модами ступенчатого волокна, как известно [27, 28], являются LP -моды. Соответствующий МОДАН для пяти LP -мод низших порядков был реализован в виде бинарной амплитудной голограммы Ли с числом ячеек 512×512 по технологии лазерной микролитографии.

В отличие от гауссовых мод, LP -моды не обладают свойством самовоспроизведения в свободном пространстве, поскольку получаются путем стыковки различных решений волнового уравнения в сердечнике и в оболочке. Однако можно предположить, что LP -моды, как минимум низших порядков, достаточно стабильны при распространении в пространстве. Данное предположение базируется на том, что у мод низших порядков практически вся энергия сосредоточена в сердечнике и можно не принимать в расчет поле в оболочке. При этом моды в сердечнике являются обычными Бесселевыми модами свободного пространства. Для проверки этого предположения была собрана оптическая схема (рис. 3.4), в которой изготовленный МОДАН освещался плоскопараллельным пучком He-Ne лазера и полученные распределения исследовались при помощи ПЗС-камеры в ближней и дальней зонах дифракции, что соответствует двум положениям ПЗС-камеры, показанным на рисунке.

Фокусное расстояние линзы $f_1=340\text{мм}$. Сравнивая полученные распределения интенсивности в фокусе и на двойном фокусном расстоянии (рис. 3.5), можно убедиться в обоснованности предположения о стабильности этих мод. Соотношение масштабов на рисунках между ближней и дальней зонами приблизительно соответствует реальному.

Рис. 3.4. Оптическая схема для исследования МОДАНа в ближней и дальней зонах дифракции

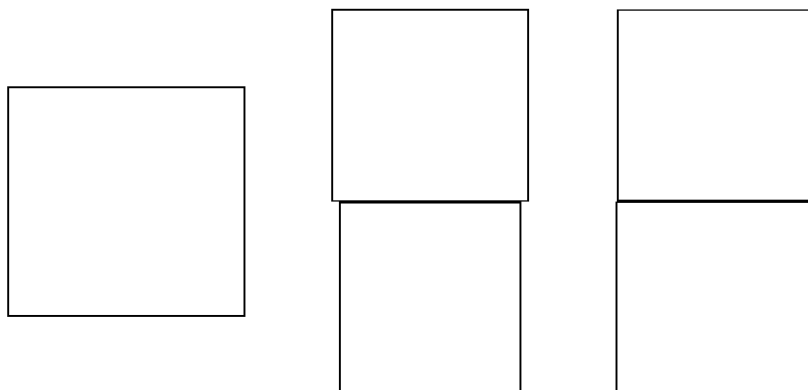


Рис. 3.5. Распределения интенсивности мод в дальней зоне (1 положение на рис. 3.4) и в ближней зоне (2 положение на рис. 3.4)

3.3 Расчет многоканальных МОДАНов для анализа модового состава излучения в реальном времени

Современное развитие новых технологий изготовления ДОО, в том числе для мощных лазеров, открывает широкие перспективы для использования МОДАНов в целях исследования поперечной структуры пучка лазера [40-42]. Другое возможное применение МОДАНов – это волоконно-оптические преобразователи [43] с перестраиваемой чувствительностью [44-47]. Эти непохожие, казалось бы, задачи объединяет необходимость анализа поперечно-модового состава пучка в реальном времени. Анализатор поперечно-модового состава в реальном времени должен показывать текущий поперечно-модовый состав, причем анализируемый пучок, проходя через него, должен сохранять исходную амплитудно-фазовую структуру с точностью до масштаба по полной энергии. Очевидно, что для того чтобы использовать описанные выше многоканальные МОДАНЫ для анализа пучка в режиме реального времени, необходимо использовать дополнительные оптические компоненты для деления исходного пучка минимум на два других с сохранением исходной амплитудно-фазовой структуры в каждом и заданным распределением энергии между ними. Энергетические потери, связанные с делением пучка и френелевским отражением на каждой границе <воздух - оптическая среда>, могут привести к существенным проблемам, особенно в случае анализа пучка мощного лазера.

В качестве решения этой проблемы может быть рассмотрен синтез МОДА-На, сочетающего в себе функции делителя пучка и модового корреляционного фильтра для того, чтобы уменьшить число границ <воздух - оптическая среда> (к тому же такая система будет намного компактней).

Таким образом, целесообразно рассмотреть расчет оптического элемента, позволяющего измерять индивидуальные мощности мод и межмодовые сдвиги, используя только малую часть энергии освещающего пучка в то время, ко-

гда основная часть пучка проходит через оптический элемент без сколько-нибудь значимого изменения исходной амплитудно-фазовой структуры.

Такой оптический элемент, например, может быть реализован в виде микрорельефа, нанесенного непосредственно на оптический материал выходного окна лазера.

Чтобы реализовать разделение пучка на «основной» (с той же амплитудно-фазовой структурой, как у исходного пучка) и «вспомогательные» (или «информационные» – т.е. предназначенные для измерения модового состава) пучки с помощью одного элемента, в работах [48, 49] впервые было предложено использовать стратегию «связанных» или «виртуальных» субапертур (рис. 3.6).

Рис. 3.6. Постановка задачи анализа модового состава пучка в режиме реального времени

Для этого функцию комплексного пропускания МОДАНа необходимо искать в виде суперпозиции функций комплексного пропускания «виртуальных» субапертур с соответствующими весовыми коэффициентами.

Одна из таких «виртуальных» субапертур соответствует пропусканию основного пучка без изменений амплитудно-фазовой структуры $W(u)$ с точностью до некоторого коэффициента $C < 1$, описывающего снижение энергии, другие – оптическим фильтром, согласованным с модами и предназначенным для получения информации о модовых мощностях $|C_n|^2$ и/или межмодовых фазовых сдвигах $\Delta\varphi_n$.

Рассмотрим расчет функции комплексного пропускания такого МОДАНа подробно. Выше (см. подраздел 1.1.2) было показано, что измерение точечным датчиком значения интенсивности в центре выходной плоскости $|C_n|^2$ позволит получить информацию об энергетическом вкладе моды с номером n в пучке $W(u)$.

Для измерения мощностей N_{mod} мод одновременно в подразделе 3.1 был рассмотрен МОДАН с функцией комплексного пропускания вида (3.1). Функция комплексного пропускания МОДАНа, использующего для анализа распределения индивидуальных мощностей мод только часть энергии освещающего пучка, является обобщением функции (3.1) и может быть записана в виде

$$T(\mathbf{u}) = \zeta_0 + \sum_{n'=1}^{N_{\text{mod}}} \zeta_{n'} \Psi_{n'}^*(\mathbf{u}) \exp(i\mathbf{v}_n \mathbf{u}), \quad (3.6)$$

где $\zeta_{n'}$ – весовые коэффициенты, вводимые для заданного перераспределения энергии между субапертурами.

Соотношение значений модулей весов $|\zeta_0|$ и $|\zeta_{n'}|$ определяет соотношение долей энергии, приходящихся на пучок, распространяющийся нормально, без изменения амплитудно-фазового распределения, и на «информационные» пучки $\zeta_{n'} \Psi_{n'}^*(\mathbf{u}) \exp(i\mathbf{v}_n \mathbf{u})$. Освещение такого элемента пучком с поперечным комплекснозначным распределением $W(\mathbf{u})$ на входе Фурье-каскада с фокусом f приведет к появлению пучка с поперечным распределением $CW(\mathbf{u})$ в плоскости сразу за элементом и значений комплексного распределения $w_{n'} = w(\lambda f \mathbf{v}_{n'}) \cong \zeta_{n'} C_{n'}$ в выходной плоскости, где величины, пропорциональные индивидуальным модовым мощностям $|\zeta_{n'} C_{n'}|^2$, могут быть измерены с помощью точечных датчиков. Для измерения межмодовых фазовых сдвигов $\Delta\varphi_{n'}$ с помощью МОДАНов в работе [2] было предложено введение в фазу МОДАНа дополнительных виртуальных субапертур с функциями пропускания вида

$$\zeta_k [\Psi_{n'}(\mathbf{u}) + \Psi_{n'+1}(\mathbf{u})] \exp(i\mathbf{v}_k \mathbf{u}), \quad (3.7)$$

$$\zeta_s [\Psi_{n'}(\mathbf{u}) + \Psi_{n'+1}(\mathbf{u}) \cdot \exp(i\Delta\tilde{\varphi})] \exp(i\mathbf{v}_s \mathbf{u}),$$

где $\Delta\tilde{\varphi}$ – некоторый вводимый фазовый сдвиг. Можно показать [2], что значения интенсивности $w_k = w(\lambda f \mathbf{v}_k)$ и $w_s = w(\lambda f \mathbf{v}_s)$ определяются следующим образом:

$$|w_k|^2 \sim |w_{n'}|^2 + |w_{n'+1}|^2 + 2 \cdot |w_{n'}| \cdot |w_{n'+1}| \cos(\Delta\varphi_{n'}), \quad (3.8)$$

$$|w_s|^2 \sim |w_{n'}|^2 + |w_{n'+1}|^2 + 2 \cdot |w_{n'}| \cdot |w_{n'+1}| \times \\ \times [\cos(\Delta\varphi_{n'}) \cos \Delta\tilde{\varphi} - \sin(\Delta\varphi_{n'}) \sin \Delta\tilde{\varphi}]. \quad (3.9)$$

Тогда, как показано в [2], значение межмодовых фазовых сдвигов $\Delta\varphi_{n'}$ можно определить из соотношений (3.8) и (3.9). Зная значение индивидуальных модовых мощностей $|C_{\mathbf{n}}|^2$ и межмодовых фазовых сдвигов $\Delta\varphi_{\mathbf{n}} = \arg C_{\mathbf{n}} - \arg C_{\mathbf{n}-1}$ по измерениям, сделанным для $N_{\text{mod}} = (N+1)(M+1)$ мод ($N=(N, M)$), можно построить оценку исходного амплитудно-фазового распределения с точностью до постоянного сдвига фазы $\arg C_0 = \varphi_0$:

$$W(\mathbf{u}) \cong |C_0| \exp(i \cdot \varphi_0) \psi_0(\mathbf{u}) + \sum_{n'=1}^{N_{\text{mod}}-1} |C_{n'}| \psi_{n'}(\mathbf{u}) \exp[i(\Delta\varphi_{n'} + \arg C_{n'-1})]. \quad (3.10)$$

Зная максимально допустимый номер высшей моды в исследуемом пучке, мы можем выписать формулу для функции комплексного пропускания МОДАНа, предназначенного для анализа амплитудно-фазового состава пучка в режиме реального времени:

$$T(\mathbf{u}) = \zeta_0 + \sum_{n'=1}^{N_{\text{mod}}} \zeta_{n'} \psi_{n'}^*(\mathbf{u}) \exp(iv_{n'} \mathbf{u}) + \sum_{k=1}^{N_{\text{mod}}-1} \zeta_k [\psi_k(\mathbf{u}) + \psi_{k+1}(\mathbf{u})] \exp(iv_k \mathbf{u}) + \sum_{s=1}^{N-1} \zeta_s [\psi_s(\mathbf{u}) + \psi_{s+1}(\mathbf{u}) \cdot \exp(i\Delta\tilde{\varphi})] \exp(iv_s \mathbf{u}). \quad (3.11)$$

Очевидно, что применение такого МОДАНа для мощных лазеров требует чисто фазовой функции комплексного пропускания элемента. Найденную функцию комплексного пропускания элемента (3.11) (в общем случае, конечно, не являющуюся чисто фазовой) можно привести к чисто фазовой с помощью методов кодирования.

При этом возникает ряд вопросов, требующих своего решения. Для получения высокого оптического качества элемента желательно травление на минимально возможную глубину фазового рельефа, то есть поверхность элемента должна быть как можно более гладкой. Это требование связано с технологическими погрешностями, которые всегда присутствуют и зависят от высоты рельефа. Погрешности технологии при значительной мощности падающего пучка приведут к рассеянию существенной энергии, что недопустимо. На первый взгляд, требование малой высоты рельефа легко может быть выполнено, ведь для измерений необходимо отводить лишь незначительную часть полной энергии. Однако, если применять известный метод Кирка-Джонса в виде (2.4), это требование, как легко видеть, не выполняется. Действительно, разделение каналов производится за счет введения линейных фазовых множителей $\exp(iv_{n'} \mathbf{u})$,

то есть фаза $\arg T(u)$ будет квазипериодической функцией и, следовательно, будет принимать значения в интервале от 0 до 2π . Поскольку в методе Кирка-Джонса фаза $\arg T(u)$ непосредственно добавляется к фазе элемента, фазовая функция, полученная в результате кодирования, также будет принимать значения в интервале от 0 до 2π . Это объясняется тем, что, как уже было отмечено выше (см. подраздел 3.1), хотя формально метод Кирка-Джонса и восстанавливает полезное изображение в нулевом порядке дифракции, реально многоканальность достигается все же за счет введения дополнительных несущих частот, которые и образуют фазовые дифракционные решетки с интервалом изменений фазы от 0 до 2π . При этом информационная составляющая (для измерения модовых коэффициентов) будет передаваться малыми изменениями фазы, наложенными на фазовые решетки, передающие несущие частоты. Очевидно, что реализация такого элемента методом фотолитографии будет наталкиваться на ряд серьезных трудностей, обусловленных большим динамическим диапазоном фазовой функции. С другой стороны, методы фотолитографии обладают высоким пространственным разрешением, которое можно использовать, если применить другой метод кодирования, а именно описанный выше (см. 2.2.2) бинарно-фазовый метод, основанный на модуляции ширины штрихов несущей. Поскольку в случае многоканального элемента, как уже отмечалось, рабочим является фактически первый порядок дифракции, метод, описанный в подразделе 2.2.2, может применяться с минимальными изменениями, обусловленными тем, что в случае анализа поперечно-модового состава в реальном времени энергетическая эффективность является наперед заданной и малой величиной. Таким образом, то, что с точки зрения энергетической эффективности такой метод неоптимален, в данном случае не является недостатком. Очевидно, что для бинарного элемента отсутствует возможность независимого задания коэффициентов $|\zeta_n|$ для различных n , а можно лишь варьировать соотношение между ними и коэффициентом $|\zeta_0|$. Это достигается изменением фазового сдвига на ступеньках, который в данном случае не равен π , как в соотношении (2.3), а находится, исходя из величины первого коэффициента разложения в ряд Фурье фазовой функции. Таким образом могут быть найдены все $|\zeta_n|$ и далее учитываться при обработке результатов измерений. Выбор несущих частот может осуществляться по схеме, описанной выше (см. рис. 3.1). Главной проблемой являются области пересечения штрихов дифракционных решеток, соответствующих различным модовым функциям. В этих областях, очевидно, не будет выполняться принцип суперпозиции независимых дифракционных решеток и из-за этого возникнет некоторая погрешность. Однако если отвод энергии для измерений незначителен, а полосы, соответственно, узкие, площадь таких пересечений будет мала и не скажется заметно на результатах измерений. Кроме того, если такие измерения проводятся не для всех мод, присутствующих в пучке, могут нарушаться энергетические соотношения между модами в прошедшем пучке из-за отвода некоторой части

энергии для измерений. Но с учетом малости доли отводимой энергии эти отличия будут весьма малы и существенно меньше допустимой погрешности для таких измерений.

Рассмотрим другую задачу, требующую анализа поперечно-модового состава в реальном времени, а именно построение волоконно-оптических преобразователей физических величин с перестраиваемой чувствительностью. В отличие от задачи анализа поперечно-модового состава пучков мощных лазеров, здесь все пучки, в том числе и прошедший, являются информационными. Прошедший пучок необходим для измерения полной энергии на выходе волоконного световода. Для решения этой задачи предлагается использовать амплитудные многоканальные МОДАНЫ, в частности, исследованный в пункте 3.2 МОДАН для измерения мощностей LP -мод. Действительно, в данном случае его использование возможно, поскольку, с одной стороны, малые мощности измеряемого пучка позволяют использовать амплитудные элементы, а с другой стороны, измерять изменения полной энергии пучка на выходе световода можно в нулевом порядке такого МОДАНА. В принципе для такого элемента так же, как и для фазового, можно задавать соотношение между прошедшей энергией и энергией, отводимой для измерения мощностей мод (разумеется, в пределах его максимальной энергетической эффективности). Однако в этом нет необходимости, поскольку все пучки используются для измерений и с этой точки зрения, учитывая малую энергетическую эффективность амплитудных элементов, необходимо отводить максимально возможную долю энергии.

Было проведено численное моделирование работы таких элементов. На рис. 3.7 представлено распределение амплитуды в рабочем (нулевом) дифракционном порядке элемента, предназначенного для анализа наличия в освещающем пучке мод Гаусса-Эрмита (1,0) и Гаусса-Эрмита (0,1) в режиме реального времени.

Рис. 3.7. Результат моделирования рассчитанного ДОЭ

Элемент рассчитывался с помощью метода Кирка-Джонса. Моделировалось освещение элемента модой Гаусса-Эрмита (1,0). В центре – прошедший через ДОЭ «основной» пучок (мода Гаусса-Эрмита (1,0), справа – корреляционный пик, соответствующий наличию моды Гаусса-Эрмита (1,0). Слева – об-

ласть формирования корреляционного пика, соответствующего моде Гаусса-Эрмита (0,1). В центре области – нулевое значение интенсивности, соответствующее отсутствию моды Гаусса-Эрмита (0,1) в освещающем пучке. Отметим, что чем больше доля энергии, приходящаяся на основной пучок, тем больше будет дифракционная эффективность кодирования, так как дифракционная эффективность синтетической голограммы Кирка-Джонса тем больше, чем ближе амплитуда ее функции комплексного пропускания к константе [3]. В численных экспериментах, поставленных авторами, доля энергии, приходящейся на невозмущенный пучок, доходила до 85%.

Тем не менее введение несущей в фазу приводит к неизбежным энергетическим потерям, связанным с формированием паразитных дифракционных порядков.

3.4 Исследование поперечно-модового состава бездисперсионных многомодовых пучков при помощи многоканальных МОДАНов

Как было показано в работах [23, 50], двумерный характер сечения реальных волноводов допускает существование пучков, амплитудно-фазовое распределение в поперечном сечении которых описывается суперпозицией нескольких мод, обладающих одинаковым значением постоянной распространения. Такие пучки были названы «бездисперсионными» [23, 50] из-за их способности распространяться с нулевой межмодовой дисперсией.

В [22] показано, что в случае параболического профиля показателя преломления

$$n^2(x, y) = n_1^2 \left(1 - 2\Delta \frac{(x^2 + y^2)}{a^2} \right), \quad (3.12)$$

где a – радиус сердечника волокна, n_1 – показатель преломления оболочки, Δ – разность показателей преломления сердечника и оболочки.

$$\gamma_p(z) = \exp(i\beta_p z), \quad (3.13)$$

где

$$\beta_p = \left[k^2 n_1^2 - \frac{4}{\sigma^2} (r_p + 1) \right]^{1/2}, \quad (3.14)$$

k – волновое число, σ – радиус основной моды, $r_p = r_p(p, l)$.

Решения уравнения (2.7) в этом случае могут быть записаны через полиномы Эрмита [20]:

$$\psi_p(\mathbf{x}) = E_{pl} H_p\left(\frac{\sqrt{2}x}{\sigma}\right) H_l\left(\frac{\sqrt{2}y}{\sigma}\right) \exp\left(-\frac{\mathbf{x}^2}{\sigma^2}\right),$$

$$E_{pl} = \frac{1}{\sigma} \sqrt{\frac{2}{\pi 2^{p+l} p! l!}}, \quad (3.15)$$

где $H_p(\cdot)$ – полином Эрмита p -го порядка.

Причем [2]

$$r_p = p + l. \quad (3.16)$$

Отметим интересную особенность пучков, состоящих из гауссовых мод с одинаковым значением постоянной распространения β_p . Комплексная амплитуда в сечении таких пучков имеет следующий вид (в случае Гаусса-Эрмита):

$$\chi_{r_p}(\mathbf{x}) = \sum_{i=0}^{r_p} \tilde{C}_i \Psi_{i(r_p-i)}(\mathbf{x}). \quad (3.17)$$

Распространение пучков вида (3.17) будет напоминать распространение отдельных мод $\psi_p(\mathbf{x})$. В самом деле, пучок когерентного света с поперечным сечением вида (3.17) будет обладать свойством самовоспроизведения амплитудно-фазовой структуры в ходе распространения в соответствующей среде. Пучки такого вида называют *инвариантными модовыми пакетами* (которые также называются *многомодовыми бездисперсионными импульсами*) [23, 50].

Подобно отдельным гауссовым модам, пучки вида (3.17) не изменяют своей амплитудно-фазовой структуры при распространении в линзоподобных средах, свободном пространстве, при прохождении через Фурье-каскад, изменяя лишь фундаментальный модовый радиус.

Для исследований фундаментальных свойств бездисперсионных многомодовых пучков был изготовлен МОДАН [50], предназначенный для преобразования гауссова пучка с поперечным распределением интенсивности в плоскости установки ДОО

$$I_0(x, y) = \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\sigma_{00}^2}\right] \quad (3.18)$$

и постоянной фазой в сумму мод Гаусса-Эрмита с номерами (4,0) и (2,2) с единичными весами:

$$\chi_4(\mathbf{x}) = \sum_{i=0}^4 \tilde{C}_i \Psi_{i(4-i)}(\mathbf{x}), \quad (3.19)$$

$$\tilde{C}_i = \begin{cases} 1, i = 4 \\ 1, i = 2 \\ 0, \text{иначе} \end{cases} .$$

Таким образом, функция комплексного пропускания изготовленного ДОЭ может быть записана в виде

$$T(x, y) = \frac{\chi_4(x, y)}{\sqrt{I_0(x, y)}} . \quad (3.20)$$

На рис. 3.8 и 3.9 представлены, соответственно, рассчитанные амплитудное распределение в сечении пучка $|\chi_4(x, y)|$ и фазовое $\arg(\chi_4(x, y))$.

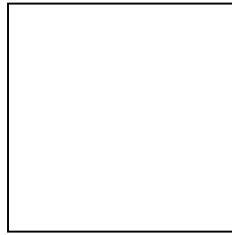


Рис. 3.8. Теоретическая функция амплитудного распределения в сечении бездисперсионного пучка

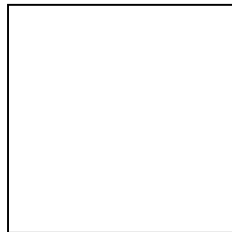


Рис. 3.9. Теоретическая функция фазового распределения в сечении бездисперсионного пучка (черный цвет соответствует нулевому значению фазы, белый цвет – значению фазы π)

Амплитудно-фазовая функция пропускания элемента кодировалась в чисто фазовую с помощью введения прямоугольно-импульсной несущей 33,3 линий/мм в фазу элемента (обобщенный метод Кирка-Джонса [2]). Маска элемента имела 1024*1024 пиксела, размер одного пиксела 3 мкм. Элемент рассчитывался, как добавка к внешней Фурье-линзе, для следующих физических параметров: длина волны освещающего пучка $\lambda = 632,8$ нм, радиус освещающего гауссова пучка $\sigma_{00} = 0,525$ мм, фундаментальный радиус моды в форми-

руемом бездисперсионном пучке $\sigma = 0,5$ мм, фокусное расстояние линзы $f_1 = 452$ мм.

Рассчитанный элемент был изготовлен путем многоуровневой электронно-лучевой прямой записи в резисте ПММА с последующей химической обработкой. Способность изготовленного элемента формировать бездисперсионный пучок проверялась с помощью серии натуральных экспериментов. Использовалась установка, собранная по оптической схеме рис. 3.4. На рис. 3.10 приведены распределения интенсивности в ближней и дальней зонах.

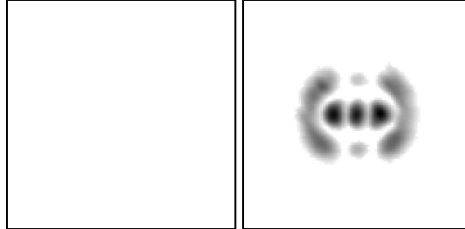


Рис. 3.10. Амплитудное распределение в сечении бездисперсионного пучка как результат измерения распределения интенсивности в ближней и дальней зонах

По результатам измерений интенсивности в ближней и дальней зонах восстанавливалась фаза пучка. Фаза восстанавливалась в ходе 26 итераций хорошо известного итерационного алгоритма Фьенана. После завершения 26-й итерации, среднеквадратичное отклонение оценки амплитуды от амплитуды, восстановленной по результатам измерения интенсивности, было менее 16%.

В качестве верификации результатов исследования поперечной амплитудно-фазовой структуры проводилось исследование [51] поперечно-модового спектра сформированного бездисперсионного пучка. Измерение поперечно-модовой структуры пучка производилось с помощью МОДАНа в виде амплитудной бинарной голограммы, соответствующей комплексной функции пропускания (3.1). Соответствующий МОДАН для мод Гаусса-Эрмита низших порядков был реализован в виде бинарной амплитудной голограммы по методу Ли с числом ячеек 512×512 по технологии электронной микролитографии. В нашем случае выбиралось $N_{mod} = 16$. Измерялось содержание мод Гаусса-Эрмита со следующими порядковыми номерами: (0,0), (0,1), (1,0), (2,0), (0,2), (1,1), (3,0), (0,3), (1,2), (2,1), (4,0), (0,4), (1,3), (3,1), (2,2), (0,5).

Для исследования поперечно-модового состава сформированного бездисперсионного многомодового пучка использовалась установка по оптической схеме, представленной на рис. 2.6.

На рис. 3.11 представлено корреляционное поле.

В таблице 2.6 представлено замеренное распределение интенсивности в центрах корреляционных пиков, соответствующих различным модам Гаусса-Эрмита, в выходной плоскости анализирующего элемента.

Измерение интенсивности в центрах корреляционных пиков, соответствующих различным модам лазерного излучения, показало (как видно из таблицы

2.6), что значение интенсивности в центрах пиков, соответствующих модам (2,2) и (4,0), минимум в 9,5 раз превышает значение интенсивности, замеренное в центрах корреляционных пиков нерасчетных мод.

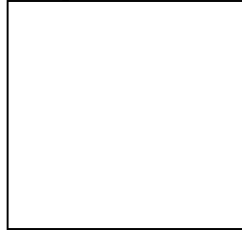


Рис. 3.11. Корреляционное поле при исследовании бездисперсионного многомодового пучка

Именно высокое содержание таким образом заданных мод с одинаковым значением постоянной распространения и определяет «инвариантный» характер исследованного пучка, продемонстрированный в ходе исследования устойчивости амплитудно-фазовой структуры к преобразованию Фурье.

Таблица 2.6. Замеренное распределение интенсивности в центрах корреляционных пиков, соответствующих различным модам Гаусса-Эрмита, в выходной плоскости анализирующего элемента (в круглых скобках – порядковые номера мод, рядом – замеренная интенсивность в центре корреляционного пика в процентах от максимального замеренного значения интенсивности в выходной плоскости)

| | | | |
|----------------|---------------|---------------|---------------|
| (4,0) 74,5% | (2,0) 3,7% | (0,4) 1,6% | (3,1) 2,5% |
| (1,0) 5,8% | (0,1) 0,4% | (0,0) 3,3% | (1,3) 0% |
| (0,2) 2,5% | (5,0) 3,3% | (1,1) 1,2% | (2,2) 7,8% |
| (3,0) 7,8% | (2,1) 0% | (1,2) 7% | (0,3) 0% |

3.5 Формирование и анализ многомодовых пучков при отсутствии взаимной когерентности поперечных мод

Предложенная в работе [33] оптическая схема интерферометра для независимой манипуляции несколькими модами волоконного световода предполагает использование одного лазерного источника света и, как следствие, взаимную когерентность формируемых мод. Именно такая модель подразумевается и при рассмотрении процесса анализа поперечно-модового состава. Такая модель двухканальной системы связи, основанной на формировании мод Гаусса-Эрмита (1,0), (0,1) модами в двухлучевом интерферометре с He-Ne лазером в качестве источника когерентного света, была исследована в работе [34]. Однако практический интерес к МОДАНам вызывается в основном возможно-

стью их использования в волоконно-оптических системах связи, где, как известно, реально применяются полупроводниковые лазеры, позволяющие достигать весьма высоких частот модуляции. Применение в качестве источника света одного газового лазера с разделением пучка и дальнейшей модуляцией полученных пучков не соответствует, таким образом, реальной ситуации. Оптимальным решением в данном случае было бы применение в каждом канале своего источника в виде лазерного диода с независимой модуляцией. Однако при этом мы выходим за рамки ранее использовавшейся модели, поскольку поперечные моды в такой системе связи становятся взаимно некогерентными. Модель с взаимно когерентными модами не является адекватной также из-за наличия модовой дисперсии, которая приводит к возникновению разности хода между поперечными модами, превышающими длину когерентности при достаточной протяженности линии связи. Таким образом, очевидно, что требуется решать задачу моделирования многоканальной системы связи с модовым уплотнением каналов, где в качестве источника света в отдельном канале выступал бы полупроводниковый лазер. Первым этапом решения этой задачи явилось построение модели системы двухканальной связи в свободном пространстве, но с использованием в качестве источников света двух полупроводниковых лазеров с одной длиной волны [35, 36]. Основным отличием такой системы от описанной ранее в работе [34] является отсутствие взаимной когерентности между каналами.

В соотношениях (1.17) и (1.19) предполагается как пространственная когерентность по каждому модовому пучку, так и взаимная когерентность всех модовых пучков между собой. Однако если необходимость первого условия не вызывает сомнений, то в очевидности второго можно сомневаться. Действительно, если нет необходимости измерять межмодовые фазовые сдвиги (3.8, 3.9), а в условиях описываемых экспериментов они носят случайный характер, то требование постоянства разности фаз между каналами является излишним. При измерении амплитуды моды анализирующим МОДАНОм в центре соответствующего дифракционного порядка возникает корреляционный пик с интенсивностью, пропорциональной индивидуальной модовой мощности. Соответственно, если в пучке отсутствует данная мода, то в центре дифракционного порядка наблюдается нулевая амплитуда. Формирование корреляционного пика возможно только в условиях пространственной когерентности пучка данной моды (или группы мод) для реализации фазокомпенсирующего действия фильтра и когерентного сложения амплитуд в фокусе линзы. Однако при наличии других мод в пучке, также обладающих пространственной когерентностью, но взаимно некогерентных с измеряемой, они не будут давать вклад в значения амплитуды в центре дифракционного порядка и, следовательно, не повлияют на результат измерений. При этом распределения интенсивности в дифракционных порядках будут определяться суммированием интенсивностей дифракционных картин, соответствующих разным полупроводниковым лазерам и разным каналам передачи информации. Таким об-

разом, распределения интенсивности в дифракционных порядках будут отличаться по сравнению с экспериментом, поставленным в условиях взаимной когерентности каналов, но значения интенсивности в центрах дифракционных порядков будут теми же.

Перейдем к описанию схемы эксперимента (рис. 3.12).

Рис. 3.12. Схема экспериментальной установки: $ЛД1$, $ЛД2$ – лазерные диоды, $L1$ – коллимирующие линзы, D – диафрагмы, BS – делитель пучка, M – зеркало, $L2$ – линза

Для формирования пучков мод Гаусса-Эрмита (0,1) и (1,0) служат два канала с полупроводниковыми лазерами $ЛД1$ и $ЛД2$. МОДАНЫ устанавливаются в сходящиеся пучки, создаваемые линзами $L1$ на таком расстоянии от фокуса $d1$, чтобы размер меньшей перетяжки эллиптического Гауссова пучка соответствовал бы заложенному при расчете фильтра (0,8 мм). Было установлено, что для получения меньшей погрешности из-за несоответствия другой перетяжки расчетной, необходимо ориентировать фильтр так, чтобы меньшая перетяжка была по той оси, где значения модовой функции биполярны. Диафрагма D , как и ранее, служит для фильтрации помех из вспомогательной области, использованной при итерационном расчете фильтров [23, 50]. Таким образом, за исключением типа формируемой моды, в остальном оба канала до светоделительной грани кубика BS полностью идентичны. Далее, после соединения оба пучка падают на анализирующий МОДАН 3. При этом расстояние $d2$ (на схеме рис. 3.12 в верхнем канале показано с искажением) вычисляется из условия, чтобы получить в плоскости МОДАНа 3 требуемый размер перетяжки (0,58 мм). Полученные распределения интенсивности регистрируются ПЗС-камерой в выходной плоскости Фурье-каскада, образованного линзой $L2$. Для эксперимента была собрана оптическая установка в соответствии со схемой рис. 3.12 и следующими параметрами: длина волны лазеров $ЛД1$, $ЛД2$ $\lambda=0,67$ мкм, микрообъективы $L1$ с фокусом $f_1=13,9$ мм и числовой апертурой $NA=0,3$, расстояния $d_1=140$ мм и $d_2=280$ мм, радиус диафрагмы $Dr=1,5$ мм, фокусное расстояние объектива $L2$ $f_2=300$ мм.

Основная проблема в настройке схемы (рис. 3.12) заключается в точном совмещении оптических осей каналов. Достичь совмещения можно, используя различие в положении по ходу пучка зеркала M и кубика BS . Наклон светоделительного кубика используется для юстировки осей по углу (наблюдаем за совмещением картинок в фокусе объектива $L2$), а наклон зеркала M – для пространственного совмещения осей (наблюдаем отклики на сигналы из разных каналов). Разумеется, наклон зеркала M приводит одновременно и к небольшой

разьюстировке по углу, но это легко устраняется в процессе нескольких повторений указанных операций.

Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 3.13, 3.14, 3.15. Здесь попарно приведены распределения интенсивности, полученные при взаимной когерентности и некогерентности каналов.

Изображение на рис. 3.13 соответствует отсутствию детектируемой моды в пучке, на рис. 3.14 – ее наличию, а на рис. 3.15 – наличию обеих мод в пучке. Некоторое различие в масштабе и форме картинок объясняется большей расходимостью пучка, попадающего в Фурье-каскад в случаях (б), а также небольшой разницей длин волн 0,63 мкм (He-Ne-лазер) и 0,67 мкм (диод).

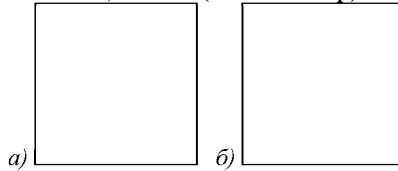


Рис. 3.13. Распределения интенсивности при отсутствии детектируемой моды в пучке

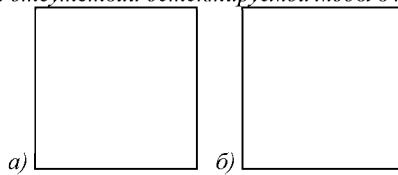


Рис. 3.14. Распределения интенсивности при наличии детектируемой моды в пучке

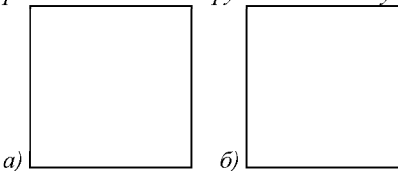


Рис. 3.15. Распределения интенсивности при наличии обеих детектируемых мод в пучке

Легко видеть, что при отсутствии детектируемой моды картинки практически идентичны. При наличии моды наблюдаются некоторые отличия, связанные, очевидно, с различием в условиях формирования мод с гелий-неоновым и полупроводниковым лазерами. Однако корреляционный пик наблюдается и в том, и в другом случаях. Следует также отметить, что время экспонирования камерой выбиралось таким, чтобы передать характерные особенности картинок вокруг корреляционных пиков. При этом в самих пиках наблюдалось насыщение, но задача точного измерения интенсивности в центрах пиков в данном случае и не ставилась. Изображения же, полученные при наличии обеих мод в пучке, как и следовало ожидать, отличаются кардинально. Видно, что в одном случае (б) – это просто сумма интенсивностей, а в другом (а) – когерентная интерференция

двух полей, с чем связан характерный поворот картинки, наблюдавшийся и ранее в [34].

Таким образом, получено экспериментальное подтверждение принципиальной возможности осуществлять многоканальную передачу информации различными независимо формируемыми взаимно некогерентными поперечными модами лазерного излучения. При этом индивидуальная мощность каждой моды управляется индивидуально с помощью отдельного полупроводникового лазера. Полученные результаты открывают возможность в дальнейшем осуществить передачу информации с модовым разделением каналов в реальных волоконно-оптических линиях связи, используя полупроводниковые лазеры.

Основные результаты, полученные в главе 3

Впервые предложены и экспериментально исследованы многоканальные МОДАНЫ. Исследованы условия разделения дифракционных порядков и необходимые соотношения между несущими частотами с учетом дискретизации и квантования. Экспериментально подтверждена возможность применения многоканальных МОДАНов для анализа LP -мод в ступенчатых световодах и бездисперсионных многомодовых пучков.

Разработаны МОДАНЫ для анализа поперечно-модового состава в реальном времени. Предложены методы реализации таких МОДАНов как с амплитудной, так и с фазовой записью функции комплексного пропускания.

Исследована возможность применения многоканальных МОДАНов для селекции взаимно некогерентных поперечных мод. Экспериментально подтверждено разделение двух модовых пучков сформированными различными полупроводниковыми лазерами.

Контрольные вопросы к главе 3

1. Каковы основные принципы действия многоканальных МОДАНов и в чем состоят их преимущества перед одноканальными?
2. Сформулируйте принципы выбора несущих пространственных частот для разделения каналов.
3. Что такое бездисперсионный многомодовый пучок и каковы условия его формирования?
4. Каковы отличия процесса измерения поперечно-модового состава пучков, состоящих из взаимно некогерентных поперечных мод, от взаимно когерентных?

ГЛАВА 4 ВОЗБУЖДЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ

Интерес к исследованию поперечно-модового состава излучения в волоконных световодах и к селективному возбуждению мод отчетливо проявился с начала 70-х годов в связи с появлением первых многомодовых волоконных световодов с приемлемым уровнем потерь. Основной причиной ограничения полосы пропускания таких световодов является модовая дисперсия, откуда следует необходимость исследования дифференциальных модовых задержек, дифференциального модового затухания и связи мод в оптических волокнах [1, 19, 27, 28]. Эти исследования активно ведутся и в настоящее время, о чем свидетельствует появление новых методов, описанных в работах [52-57]. В современных ВОЛС, как известно, для устранения модовой дисперсии используются одномодовые световоды, а вопросы повышения пропускной способности решаются путем спектрального уплотнения каналов (WDM-технологии). Однако еще до возникновения этих технологий был предложен другой путь повышения пропускной способности ВОЛС, а именно использование поперечных мод оптических волокон для параллельной передачи данных по одиночному световоду [10], то есть превращение «вредного» эффекта многомодовости волокон в «полезный». Это подняло на новый уровень значимости разработку устройств для формирования и анализа поперечно-модового состава. Следует отметить, что поперечно-модовое уплотнение полностью совместимо со спектральным и может использоваться в дополнение к нему. Однако развитие систем с поперечно-модовым уплотнением пока отстает от WDM-технологии по двум основным причинам. Во-первых, из-за несовершенства технологии производства волокон возникала связь поперечных мод на неоднородностях профиля показателя преломления и не удавалось обеспечить передачу одиночных мод или модовых пакетов на расстояния, достаточные для телекоммуникационных систем в пределах города или хотя бы здания. Но в работе [55] впервые сообщается о передаче в телекоммуникационной системе сигналов в виде модовых пакетов на расстояния порядка 1-3 км. Это уже позволяет говорить о возможности коммерческого использования таких систем, по крайней мере, во внутригородских сетях, как описано, например, в работе [58]. Во-вторых, до настоящего времени не разработаны высокоэффективные методы и устройства возбуждения и анализа поперечных мод, служащие в таких системах связи мультиплексорами/демультиплексорами по аналогии с системами WDM. Таким образом, проблема селективного возбуждения мод и анализа поперечно-модового состава когерентного излучения в оптических волокнах и на сегодняшний день не только не потеряла своей актуальности, но даже обогатилась новыми аспектами, связанными, например, с перспективами применения модовых фильтров в волоконно-оптических датчиках, а также с попытками повышения пропускной способности [59] и безопасности [60] волоконных линий связи за счет использования модового уплотнения. Причем

одним из важнейших направлений решения этих проблем является применение ДОЭ, синтезированных на компьютере. Экспериментальные исследования, проводимые с такими ДОЭ, позволяют как сформулировать основные требования к способу реализации и параметрам ДОЭ, так и разработать методику их применения.

Применение синтезированных МОДАНов дает возможность возбуждения заданных мод и измерения поперечно-модового состава излучения в волоконном световоде в реальном времени. Это позволяет оптимизировать условия возбуждения, непосредственно наблюдая за перераспределением энергии по модам, изучать зависимость поперечно-модового состава от условий возбуждения, а также строить системы связи с модовым уплотнением каналов и волоконно-оптические датчики повышенной чувствительности, основанные на измерении мощности в отдельных модах.

Для решения указанных задач требуется разработка оптико-механических схем и устройств возбуждения поперечных мод в световодах и анализа поперечно-модового состава. Проведенные исследования МОДАНов позволяют сформулировать основные требования, предъявляемые к таким устройствам, однако остаются нерешенными вопросы согласования их с реальными волоконными световодами, выпускаемыми промышленностью. Также следует разработать методики юстировки таких устройств, которые существенно отличаются от рассмотренных выше в силу специфических свойств световодов.

4.1 Анализ поперечно-модового состава когерентного излучения на выходе световодов

Прежде чем осуществлять возбуждение поперечных мод в волоконных световодах, необходимо отработать процедуру измерения поперечно-модового состава с тем, чтобы иметь инструмент контроля селективности возбуждения заданных мод. Без применения МОДАНов возможно селективное возбуждение только основной моды, поэтому в отладке процедуры анализа поперечно-модового состава она играет особую роль. Другой метод верификации результатов анализа поперечно-модового состава состоит в воспроизведении условий возбуждения мод, имеющих теоретическое описание, и сравнении полученных экспериментальных результатов с теоретически рассчитанными коэффициентами возбуждения мод.

4.1.1 Исследование зависимости поперечно-модового состава от условий возбуждения мод в градиентных световодах

Как уже отмечалось выше (см. пункт 3.4), для градиентного световода с параболическим профилем (3.12) решения уравнения (2.7) могут быть записаны через полиномы Эрмита или Лагерра. Соответственно, для возбуждения и анализа поперечных мод в таких световодах можно применять все МОДАНы с соответствующими функциями пропускания.

Впервые исследование поперечно-модового состава излучения в градиентном волоконном световоде при помощи МОДАНов описано в работе [25]. В

этом эксперименте решалась задача измерения распределения мощностей между четырьмя модами Гаусса-Лагерра низшего порядка с индексами (l, p) $(0, 0)$, $(0, 1)$, $(0, 2)$ и $(0, 3)$ при возбуждении гауссовским пучком с меняющимся радиусом перетяжки, соосным с волокном, и сравнения полученных результатов с теоретическими.

Зависимость поперечно-модового состава излучения в световоде от условий возбуждения теоретически исследована в работах [61, 62]. В частности, при возбуждении гауссовским пучком радиуса σ_1 , соосным с волоконным световодом, мощности мод с индексами $(0, P)$ пропорциональны соответствующим коэффициентам

$$k_{op}(\nu) = \frac{4\nu^2}{(1+\nu^2)^2} \left(\frac{1-\nu^2}{1+\nu^2} \right)^{2p}, \quad (4.1)$$

зависящим от нормированного параметра $\nu = \frac{\sigma_0}{\sigma_1}$, где σ_0 – радиус луча основной моды в волоконном световоде. Для коэффициентов k_{op} при любом ν выполняется соотношение

$$\sum_{p=0}^{L_0} k_{op}(\nu) = 1, \quad (4.2)$$

то есть коэффициенты $k_{op}(\nu)$ нормированы на суммарную мощность всех мод, возбужденных в волоконном световоде.

Возбуждение поперечных мод и исследование поперечно-модового состава излучения в волоконном световоде осуществлялось на установке, оптическая схема которой приведена на рис. 4.1.

Для возбуждения волокна используется метод, предложенный в работе [16]. Диафрагма D радиуса r освещается расширенным лазерным пучком, выходящим из расширителя P . Картина Эйри, получающаяся в плоскости I входного торца волокна B , аппроксимирует гауссовское распределение интенсивности с радиусом перетяжки

$$\sigma_1 = \frac{1,121\lambda f_1}{\pi r}. \quad (4.3)$$

*Рис. 4.1. Оптическая схема установки
для исследования поперечно-модового состава*

Для относительной нормировки измерений часть энергии света, прошедшего через волокно, при помощи светоделителя CB и объектива O_4 фокусируется на фотоприемник H . Остальные элементы оптической схемы на рис. 4.1 имеют то же назначение, что и в оптической схеме модельной установки (см. рис. 2.6).

При проведении экспериментов для возбуждения волокна пучок He-Ne лазера расширялся до радиуса луча 20 мм и ограничивался ирисовой диафрагмой с пределами регулировки от $0,75\text{мм} \leq r \leq 8\text{мм}$. Использовалось градиентное волокно с профилем показателя преломления, близким к параболическому, показателем преломления на оси $n_1=1,458$, абсолютной разностью показателей преломления $\Delta n = 0,0145$, радиусом сердечника $a = 30$ мкм, числовой апертурой $NA = 0,19$, нормированной частотой $V = 61$ и длиной около 1 м. Радиус основной моды в таком волокне $\sigma_0 = 5,6$ мкм. Для получения требуемых пределов изменения ϕ в соответствии с (4.3) фокусное расстояние f_1 было выбрано 50 мм (объектив РОЗ-ЗМ). Фокусное расстояние f_2 было вычислено исходя из требуемого масштаба в плоскости МОДАНа и равно 17 мм (Объектив Хепор1ап 1,7/17). Фокусное расстояние f_3 определяется требуемым масштабом в выходной плоскости. Поскольку при исследовании реальных многомодовых пучков количество мод, а следовательно и диаметр исследуемого пучка больше, чем в модельном эксперименте (см. пункт 2.1.3) и не требуется такого детального исследования выходного распределения интенсивности, фокусное расстояние f_3 было выбрано равным 300 мм (объектив Индустар-37). Основной трудностью в юстировке оптической схемы (рис. 4.1) является установка правильного взаимного положения исследуемого пучка и МОДАНа. Вначале проводится предварительная юстировка, для чего осуществляется засветка лазерным пучком всего торца волокна, приводящая к возбуждению большого количества мод с относительно малыми мощностями (1-2% от общей мощности). При этом юстировкой МОДАНа добиваются, чтобы в центре первого порядка дифракции наблюдалось темное пятно, соответствующее малой мощности измераемой моды. Типичный вид получаемой картины приведен на рис. 4.2.

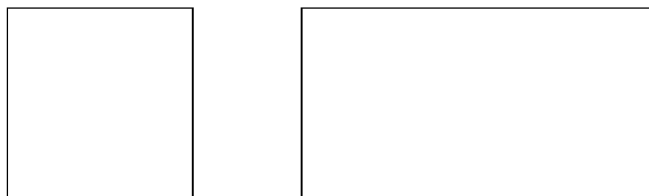


Рис. 4.2. Распределения интенсивности на выходе волокна и в плоскости линейки ПЗС при малой мощности моды

Затем проводят предварительную юстировку линейки фотоприемников ЛП по максимуму ширины провала в центре распределения интенсивности в первом порядке дифракции. После предварительной юстировки приступают к тонкой. Для этого, очевидно, необходимо обеспечить селективное возбуждение какой-либо моды и затем выставить МОДАН по критерию максимума корреляционного пика. В условиях данного эксперимента возможно селективное возбуждение лишь основной моды, и то с невысокой степенью селективности в силу того, что Картина Эйри является аппроксимацией гауссова пучка. Очевидно, условия возбуждения основной моды оптимальны при $\nu = 1$. При этом условии перемещением торца волокна и его наклоном добиваются минимальной ширины и максимальной симметрии распределения интенсивности на выходе волокна. Далее малыми перемещениями МОДАНа M , одновременно подстраивая линейку фотоприемников ФП, добиваются максимума пика интенсивности в центре. Выставив таким образом МОДАН для основной моды, проводят измерения с другими МОДАНами при других фиксированных положениях кассеты без дополнительной подъюстировки. Правильность положения фотопластинки с МОДАНами в кассете контролируется под микроскопом по реперным знакам на фотопластинке. Особенно важно это при использовании отдельных масок для положительной и отрицательной частей функции $\psi_p(x)$ (см. подраздел 2.1.1). При измерениях с такими МОДАНами их необходимо помещать в иммерсионную кювету, что затрудняет проведение измерений. Грубая юстировка линейки фотоприемников в этом случае осуществляется в отсутствие МОДАНа по максимуму ширины распределения интенсивности в фокусе объектива O_3 . Затем, вводя МОДАН для положительной части моды, добиваются максимума интенсивности в центре нулевого порядка дифракции при соответствующих условиях ввода излучения в волокно. В оптической схеме (рис. 4.1) мощность пучка, которым производится возбуждение, зависит от радиуса диафрагмы r и, следовательно, различна для разных ν . Для учета этих различий измеренные значения мощностей мод необходимо нормировать. Наличие нормирующей ветви в оптической схеме (рис. 4.1) позволяет измерять отношение мощности моды к суммарной мощности всех мод, то есть осуществлять нормировку вида (4.2) лишь с точностью до постоянного множителя. Его значение можно найти из условия, что при $\nu=1$ должна возбуждаться лишь основная мода с единичным коэффициентом. Однако в условиях описываемого

эксперимента, как уже отмечалось, нет возможности возбудить основную моду с высокой степенью селективности. Очевидно, для сравнения теоретических и экспериментальных результатов исследования распределения мощности по модам в данном случае возможно два подхода. Первый состоит в том, что нормирующий множитель находится из условия, чтобы экспериментально измеренные мощности мод при $\nu=1$ в сумме давали 1.

На рис. 4.3 пунктиром показаны результаты измерений относительных мощностей мод S_{OP} в зависимости от ν при такой процедуре нормировки. Соответствующие теоретические кривые изображены на рис. 4.3 пунктирными линиями. Из рис. 4.3 видно, что, как ранее и предполагалось, в эксперименте не удается возбудить одну основную моду даже при $\nu=1$. Однако характер экспериментальных зависимостей близок к характеру теоретических.

Рис. 4.3. Зависимость распределения мощности по модам от условий возбуждения гауссовым пучком

С ростом ν расхождение между теорией и экспериментом увеличивается, что можно объяснить уменьшением размера перетяжки возбуждающего пучка. Размер перетяжки приближается к дифракционному пределу используемого объектива, и оптическая система из дифракционно ограниченной превращается в геометрически ограниченную, то есть перестает соблюдаться соотношение (4.3). Далее будут рассмотрены и другие причины роста погрешностей при росте ν .

В ряде приложений важным является сам характер изменения мощности отдельной моды, без учета возбуждения других мод. Из рис. 4.3 видно сходство формы теоретической и экспериментальных кривых, описывающих изменение мощности основной моды, экспериментальная кривая лишь лежит ниже из-за возбуждения мод высших порядков. Поэтому был также осуществлен другой вид нормировки без учета мощностей высших мод, то есть

$$P_{00}(\nu) = \frac{|k_{00}(\nu)|^2}{|k_{00}(1)|^2} \quad (4.4)$$

характеризующая изменение мощности основной моды в зависимости от ν . Экспериментальная и соответствующая теоретическая кривые приведены на рис. 4.4 пунктирной и сплошной линиями соответственно.

Рис. 4.4. Зависимость мощности основной моды от условий возбуждения гауссовым пучком (сплошная линия-теория, пунктир-эксперимент)

Видно, что и в такой нормировке экспериментальная кривая лежит ниже теоретической на 10-20%, что означает реально большую чувствительность основной моды к рассогласованию размеров перетяжек, чем предсказывается теорией. Однако по сравнению с модами высших порядков результаты экспериментов для основной моды все же более близки к теории. Одна из вероятных причин имеющих отклонений состоит в отклонении профиля показателя преломления кварцевых световодов от идеального параболического, в частности в наличии центрального провала.

4.1.2 Анализ поперечно-модового состава излучения в ступенчатых световодах

Существует другая причина погрешностей измерения поперечно-модового состава в градиентных волоконных световодах - весьма большое (более 100) количество мод в таких световодах. Это означает, что типичные значения мощности сигналов отдельных мод могут составлять несколько процентов от общей мощности сигнала. Напомним, что для амплитудных МОДАНов (см. подраздел 2.1.3) измеренное отношение сигнала к помехе от других мод составляло не более 20, то есть если доля мощности измеряемой моды в пучке составляет 5%, то измеряемый сигнал сравним по величине с помехой. Таким образом, достоверные результаты при измерении поперечно-модового состава в градиентных световодах могут быть получены лишь при возбуждении малого (не более 5-10) числа мод. Это означает, что погрешность измерений, проведенных в предыдущем пункте, находится на приемлемом уровне лишь при значениях ν близких к 1, и то лишь для основной моды. Этот факт подтверждают и результаты измерений (см. рис. 4.3 и 4.4).

Кроме того, описанная выше процедура юстировки МОДАНа не может обеспечить высокой точности. Ведь предварительная юстировка осуществляется фактически по картине спеклов, которая лишь приближенно показывает положение сердечника волокна. В дальнейшем тонкая юстировка проводится при многомодовом режиме возбуждения волокна, поскольку, как уже отмечалось в подразделе 4.1.1, в эксперименте не удается достигнуть чисто одномодового режима. Возбуждение мод высших порядков приводит к отсутствию симметрии в распределении интенсивности в первом порядке дифракции, что не позволяет точно определить центр первого порядка, в котором должны производиться измерения. Теоретически, зная параметры МОДАНа и оптической установки, можно вычислить координаты центра первого порядка дифракции, однако практически этот путь не представляется возможным, так как зачастую для корректировки масштаба измерения проводятся не в строго плоскопараллельных пучках, причем точно измерить эти изменения не представляется возможным.

Для осуществления точной юстировки оптической системы анализа поперечно-модового состава в работе [38] впервые было предложено использовать тестовый сигнал, позволяющий провести точную юстировку всех оптических элементов и определить центры дифракционных порядков для дальнейшего измерения мощностей мод в многомодовом пучке. Тестовый сигнал должен, во-первых, излучаться самим волокном именно в той конфигурации, которая в дальнейшем будет использована для основных измерений, во-вторых, должен давать возможность независимой (без использования МОДАНа) проверки его соответствия теоретической модели и, в третьих, – обладать симметрией для произведения необходимых юстировок и нахождения центров дифракционных порядков. Этим требованиям, в принципе, удовлетворяет любой одномодовый пучок, однако в работе [38] в качестве тестового сигнала было предложено использовать основную моду волокна. Такой выбор обусловлен в первую очередь тем, что основная мода волоконного световода совпадает с основной модой лазера и, следовательно, является единственной модой, которую теоретически можно возбудить без использования МОДАНов. Кроме того, процедура контроля распределения основной моды хорошо отработана и обладает наименьшей трудоемкостью, не требует контроля фазы и имеется во многих прикладных пакетах. Настройка на основную моду наиболее устойчива к разъюстировкам устройства ввода в волокно.

Таким образом, очевидно, что получение достоверных результатов возможно лишь для волокон с весьма ограниченным (не более 10-15) количеством мод и возможностью селективного возбуждения основной моды. Такие условия могут быть достигнуты в промышленно выпускаемых одномодовых волокнах, предназначенных для организации оптической связи на длине волны 1,3-1,55 мкм, при их возбуждении He-Ne лазером с длиной волны 0,6328 мкм. Нормированная частота $V = ka\sqrt{n_1^2 - n_2^2}$, где k – волновое число, a – радиус сердечника, n_1, n_2 – показатели преломления сердечника и оболочки, соответствен-

но, при изменении длины волны возрастает примерно с 2 до 5 и по количеству мод волокно становится маломодовым. Перспективность такого подхода подтверждается публикациями об успешных экспериментах по селективному возбуждению поперечных мод в маломодовых волокнах другими методами [9, 14].

Для экспериментальных исследований была собрана оптическая схема (см. рис.4.5), включающая два микрообъектива $M1$ и $M2$ для ввода и вывода излучения, два МОДАНа – формирующий (Модан 1) и анализирующий (Модан 2), а также Фурье – преобразующий объектив (Линза).

Рис. 4.5. Оптическая схема установки для анализа и формирования поперечных мод в волоконном световоде

В экспериментальной установке, собранной по данной схеме, сразу закладывалась возможность селективного возбуждения мод, поэтому был предусмотрен формирующий МОДАН. На этапе отладки анализатора поперечномодового состава формирующий МОДАН заменялся плоскопараллельной пластинкой, имитирующей присутствие в пучке подложки формирующего МОДАНа. Отличие данной схемы от схемы рис. 4.1 состоит также в том, что для возбуждения волокна используется нерасширенный пучок основной моды лазера. Это позволяет избежать погрешностей, связанных с отличием возбуждающего пучка от гауссовского и существенно снижает потери энергии при возбуждении волокна. Однако, с другой стороны, при постоянном фокусном расстоянии микрообъектива $M1$ пропадает возможность менять радиус перетяжки возбуждающего пучка в процессе эксперимента. Также очевидно, что при селективном возбуждении мод в дальнейшем формирующий МОДАН должен быть рассчитан под параметры конкретного лазера. Была предусмотрена также возможность исследования пучка непосредственно на выходе волокна, для чего ПЗС-камера может размещаться как на выходе волокна непосредственно за коллимирующим микрообъективом $M2$ (1 положение), так и в выходной плоскости Фурье-каскада для измерения корреляционного поля (2 положение).

Использовавшийся волоконный световод производства Corning Glas SMF 28 имеет следующие параметры: $n_1=1,4619$, $n_2=1,457$, $d=8,3$ мкм, длина световода около 2 м. Нормированная частота V в таком волокне для $\lambda=0,63$ мкм составляет около 5, поэтому радиус перетяжки основной моды σ_0 близок к радиусу сердечника, следовательно, расходимость основной моды $\theta = \lambda / \pi \sigma_0$ около 0,05. Для согласования ее размера с размером перетяжки на МОДАНе σ фокусное расстояние микрообъектива $M2$ должно быть $f = \sigma / \theta$ около 10 мм (примерно соответствует 16X микрообъективу). Для ввода излучения в волокно использовался 20X микрообъектив $M1$. Радиус перетяжки луча использо-

вавшегося лазера был около 0,5 мм, поэтому перетяжка в фокусе $M1$ получается несколько меньше требуемой. Однако в дальнейшем для формирования мод высших порядков необходим именно такой микрообъектив, а на данном этапе размер перетяжки может быть скорректирован небольшой дефокусировкой.

В соответствии с предложенной методикой использования в качестве тестового сигнала основной моды волокна юстировка такой схемы включает:

1. Юстировку узла ввода излучения в волокно по 5 степеням свободы (координаты x , y , z и два угла). Использувавшееся устройство не имело угловых регулировок непосредственно конца волокна, поэтому для изменения углов ввода излучения весь узел ввода перемещался по осям x , y относительно луча лазера. Для контроля выходного распределения интенсивности на этом этапе ПЗС-камера помещалась непосредственно за микрообъективом $M2$. Целью данной операции являлось достижение максимального содержания в пучке основной моды (визуально по наименьшему диаметру пятна и его симметрии).

2. Предварительную фокусировку микрообъектива $M2$ по критерию максимума ширины интерференционных полос, возникающих при отражении от двух граней плоскопараллельной пластины, помещаемой под углом за микрообъективом $M2$.

3. Юстировку взаимного положения МОДАНа и выходного торца волокна по осям x , y . Легко выполняется по критерию симметрии распределений интенсивности, соответствующих различным модам.

4. Окончательную фокусировку микрообъектива $M2$ по оси z . Критерием является достижение минимума интенсивности в центрах всех дифракционных порядков, кроме того, который соответствует основной моде. При этом получение этих значений интенсивности на уровне шумов свидетельствует о достижении режима возбуждения одной основной моды. Дополнительной проверкой данного условия служит соответствие радиуса пятна основной моды после микрообъектива $M2$ расчетному и отсутствие изменений в корреляционном поле при перемещении МОДАНа вдоль оси z . При этом положении необходимо найти и запомнить координаты центров всех дифракционных порядков, что легко сделать, пользуясь симметрией картины. В дальнейшем, при измерении пучков с произвольным модовым составом, измерения должны проводиться именно в этих точках. Основная трудность юстировки схемы на этом этапе состоит в возможном поперечном смещении луча после объектива $M2$ в процессе фокусировки. Причиной этого смещения является несоосность микрообъектива и торца волокна как угловая, так и пространственная, а также отклонения от перпендикулярности среза торца волокна. Разделить эти составляющие оказалось весьма сложно, поэтому в процессе выполнения данного этапа юстировки схемы иногда приходилось возвращаться к этапу 3.

На рис. 4.6 приведено распределение интенсивности основной моды на выходе из волокна, а на рис. 4.7 – распределение интенсивности в корреляционном поле при измерении пучка основной моды волокна. Измерения мощно-

сти всех мод, отличных от основной, дают значения не более 5% от мощности основной моды, то есть на уровне шумов.

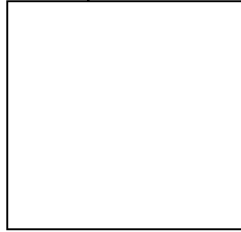


Рис. 4.6. Распределение интенсивности моды LP_{01} на выходе из волокна



Рис. 4.7. Распределение интенсивности в корреляционном поле при измерении пучка моды LP_{01} волокна

Теперь можно измерять поперечно-модовый состав излучения при различных условиях возбуждения волокна. Так, при поперечном сдвиге входного торца волокна на 1 мкм (см. рис. 4.8 – распределение на выходе волокна, рис. 4.9 – распределение в корреляционном поле) происходит существенный рост мощности моды (1,0).

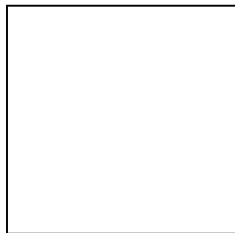


Рис. 4.8. Распределение на выходе волокна при поперечном сдвиге входного торца



Рис. 4.9. Распределение в корреляционном поле при сдвиге входного торца

Сдвиг торца вдоль оптической оси на 15 мкм (см. корреляционное поле рис. 4.10) не приводит к таким заметным изменениям.

Происходит лишь небольшое перераспределение энергии между радиально-симметричными модами (основной и следующей по порядку). Возбуждения более высоких мод удастся добиться лишь, изменяя угол ввода излучения. Распределение интенсивности на выходе волокна и в корреляционном поле при изменении

угла ввода на 0,1 рад показано на рис. 4.11 и 4.12 соответственно. Видно практическое исчезновение основной моды.



Рис. 4.10. Распределение в корреляционном поле при сдвиге торца вдоль оптической оси

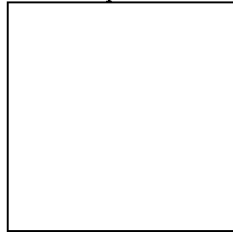


Рис. 4.11. Распределение интенсивности на выходе из волокна при изменении угла ввода моды LP_{01}



Рис. 4.12. Распределение интенсивности в корреляционном поле при изменении угла ввода моды LP_{01}

4.1.3 Обработка экспериментальных данных, полученных при измерении поперечно-модового состава многоканальными МОДАНами

Предложенная методика юстировки анализатора модового состава позволяет снизить погрешность анализа до уровня шумов, о чем свидетельствуют результаты, полученные для тестового сигнала (см. рис. 4.7). Однако целью этой процедуры является в дальнейшем измерение поперечно-модового состава пучков, отличных от тестового, то есть с произвольным модовым составом. Из рис. 4.9, 4.10, 4.12 видно, что при изменении модового состава распределения интенсивности в дифракционных порядках становятся весьма сложными и утрачивают симметрию. Согласно соотношению (2.13) измерение мощностей мод должно производиться в центрах соответствующих дифракционных порядков, хотя, как видно из рис. 4.9, 4.10 и 4.12, эти точки могут располагаться и не в максимумах интенсивности. Очевидно, что как уже упоминалось ранее, эти центры дифракционных порядков могут быть точно найдены лишь при тестовом сигнале из волокна. Таким образом, предложена двухэтапная процедура измерений, включающая этап настройки при тестовом сигнале и этап измерений при произвольном модовом составе. Исходя из

этого, и должна быть построена процедура программной обработки экспериментальных данных [63].

Цель программной обработки экспериментальных данных – на этапе настройки определить центры дифракционных порядков и зафиксировать их координаты, а на этапе измерений определить значения интенсивности в заданных центрах, по возможности отфильтровав шумы. Очевидно, что при анализе одномодового пучка и, как следствие, наличии симметрии распределения интенсивности в дифракционном порядке, центр дифракционного порядка можно найти как центр тяжести в распределении интенсивности. Из рис. 4.7 видно, что в областях дифракционных порядков симметрично располагается ряд пятен с отличной от фона интенсивностью, то есть области в целом не обладают связностью, однако для точного определения центра дифракционного порядка необходимо учитывать все эти пятна. В процессе ввода проводится контроль отсутствия насыщения во всех дифракционных порядках, так как при этом возможно снижение точности при нахождении центров дифракционных порядков. Для этого в программе ввода было предусмотрено отображение в процессе настройки другим цветом участков, где наблюдается насыщение. После этого производится обработка сглаживающим фильтром. Затем проводится определение местонахождения и параметров областей изображения, соответствующих направляемым модам волокна. Исходное изображение можно представить как зашумленные области полезного сигнала и фона. Так как рассматриваемое изображение представляет собой совокупность участков, яркость которых в основном превышает яркость фона, то применяется пороговая обработка. Величину порога можно задать как интерактивно в ручном режиме, так и автоматически. В последнем случае используются априорные данные о максимально возможном количестве и диаметре наблюдаемых полезных областей (соответствующих дифракционным порядкам мод), и при помощи итерационной процедуры происходит поиск значения порога. В каждой итерации происходит уменьшение пороговой интенсивности, сегментация изображения и подсчет количества полученных областей. Критерием окончания итераций является превышение количества областей в S раз относительно заданного, либо превышение диаметра одной из областей максимального значения. Значение $S=2,5$ было выбрано в силу того факта, что при сегментации изображения каждой полезной области могут соответствовать несколько областей сегментации. Их учет важен для определения центров дифракционных порядков. После этого проводят пороговую обработку исходного изображения, используя величину порога, полученную на предыдущем шаге.

Применяющийся алгоритм полной сегментации бинарного изображения представляет собой обобщение метода адаптивных выборов на двумерный случай. Он заключается в разбиении изображения на однородные области G_i в смысле определенного критерия (предиката однородности)

$$F(G_i) = \begin{cases} \text{истина,} & x = Q \quad \forall x \in G_i \\ \text{ложь,} & \text{иначе} \end{cases} \quad (4.5)$$

Алгоритм заключается в обработке в порядке построчной развертки изображения, полученного в результате пороговой обработки. Данные об областях, полученных в процессе сегментации, заносятся в матрицу сегментации, равную по количеству элементов исходному изображению. Каждому отсчету сегментируемого изображения поставлен в соответствие элемент матрицы сегментации, содержащий номер области, к которой отнесен отсчет. Работа процедуры сегментации начинается с создания нулевой области, содержащей находящийся в верхнем левом углу изображения отсчет.

Для любого отсчета, не принадлежащего первому столбцу или первой строке матрицы, уже известны области, к которым принадлежат пиксели сверху и слева. Для обеих областей проверяем выполнение предиката однородности относительно данного отсчета. Возможны три случая:

Для обеих областей F не выполнен: создаем новую область.

F выполняется только для одной из областей: присоединяем отсчет к этой области.

F выполняется для обеих областей. В этом случае либо объединяем области (если позволяет критерий), либо присоединяем к одной из областей, исходя из других соображений (например, сравнивая значения критерия F).

Для пикселей первой строки или первого столбца производится вычисление F только для соответствующей одной области сверху или слева. В процессе создания областей при присоединении каждого пикселя обновляются габаритные характеристики соответствующей области, которые хранятся отдельно. После этого осуществляется объединение всех областей, соответствующих связанной группе пикселей, имеющих яркость выше пороговой. Затем производится сборка областей, соответствующих дифракционным порядкам, из полученного набора областей сегментации. Как отмечалось ранее, каждая область может быть представлена несколькими областями сегментации. При этом некоторые области сегментации не принадлежат ни одной целевой области и образуются в результате превышения фоном значения порога вследствие наложения шумов. Также они возникают из-за дифракции на случайных дефектах и неоднородностях элементов оптической системы, например пылинках. Процедура частичного объединения областей включает следующие действия:

Для каждой области по матрице сегментации рассчитываем координаты центра и максимальный радиус, как половину диагонали ограничивающего ее прямоугольника.

Составляем треугольную матрицу возможного объединения областей, соответствующих модам. С этой целью для каждой пары областей расстояние между центрами сравниваем с суммой радиусов областей. Если разность этих

двух величин меньше фиксированного значения зазора, то области можно объединить.

Затем в результате рекурсивного просмотра матрицы объединения получаем набор списков областей, подлежащих объединению. Для каждого списка вычисляется суммарная площадь результирующей области. Полученные области с площадью меньше определенного порога считаются влиянием шума и присоединяются к фоновой области.

Далее проводится перенумерация областей и коррекция матрицы сегментации.

Добавим, что перед описанной процедурой проводится уменьшение значения радиуса области, соответствующей моде наивысшего порядка, так как иначе это делает возможным присоединение к ней значимых областей. Данную область легко найти, так как она всегда имеет наибольшую площадь.

После этого на этапе настройки по корреляционному полю тестового сигнала определяются центры всех дифракционных порядков. Для этого используется статистический подход, имеющий слабую зависимость от сложности структуры и отличающийся простотой вычислений. Интерпретируя имеющееся распределение $I(x_i, y_j)$ как распределение вероятности, координаты центра пучка определяем как математическое ожидание x и y :

$$x_0 = \frac{\sum_{i,j} x_i I(x_i, y_j)}{\sum_{i,j} I(x_i, y_j)}, \quad y_0 = \frac{\sum_{i,j} y_j I(x_i, y_j)}{\sum_{i,j} I(x_i, y_j)}. \quad (4.6)$$

В соответствии с используемым алгоритмом центры дифракционных порядков в последующем, на этапе измерений, считаем неизменными.

Этап измерений включает обработку отсчетов, находящихся рядом с центром дифракционного порядка, и затем получение значения интенсивности корреляционного пика по данным отсчетам. На регистрируемое изображение влияет множество различных факторов, важнейшими из которых являются когерентные шумы и наличие фонового освещения. Для снижения влияния данных факторов проводится процедура сглаживания отсчетов в квадратном окне 7×7 , центр которого совпадает с найденным центром области. Достаточным приближением является аппроксимация квадратичной формой (параболоидом), имеющей вид

$$g(x, y) = a_0 + a_1 x + a_2 y + a_3 xy + a_4 x^2 + a_5 y^2. \quad (4.7)$$

Коэффициенты аппроксимирующей функции a_n находятся по методу наименьших квадратов.

На рис. 4.13 представлен результат работы программы выделения областей дифракционных порядков и нахождения интенсивности в их центрах на этапе настройки при обработке изображения, показанного на рис. 4.7.

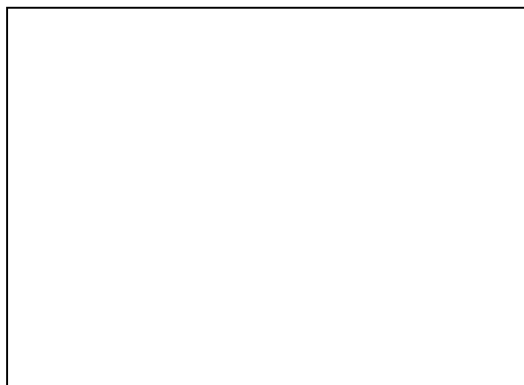


Рис. 4.13. Результат работы программы нахождения центров дифракционных порядков и определения мощности мод

Показанный результат соответствует выделению областей, их сборке и нахождению интенсивности в центрах порядков. Цифрами, расположенными в площади выделенных областей, показаны интенсивности в центрах порядков, а цифрами рядом с областями – порядковые номера областей. Таблица 4.1 показывает связь порядковых номеров с конкретными модами.

Таблица 4.1. Соответствие нумерации порядков на рис. 4.13 индексам мод

| Номер порядка | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 |
|---------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| Мода | LP_{02} | LP_{01} | LP_{31} | LP_{21} | LP_{11} |

На рис. 4.14 представлен результат работы программы уже на этапе измерений при обработке изображения, показанного на рис. 4.9.

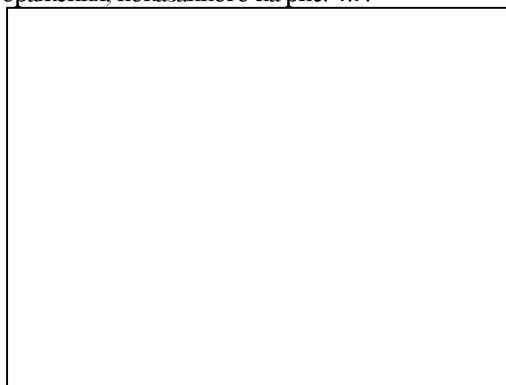


Рис. 4.14 Результат работы программы нахождения центров дифракционных порядков и определения мощности мод на этапе измерений

Видно существенное перераспределение мощности из моды LP_{01} в моду LP_{11} . Распределения интенсивности на рис. 4.7 и 4.9 получены при различных

ослаблениях светового потока, поэтому суммарная мощность мод на них не совпадает. Зависимость мощности основной моды от сдвига торца световода, экспериментально полученная с использованием описанной программы обработки экспериментальных данных, приведена на рис. 4.15. Также для сравнения пунктирной линией приведена соответствующая теоретическая зависимость, полученная путем расчета интеграла перекрытия мод. Отклонение эксперимента от теории не превышает 5%.

Рис. 4.15 Зависимость мощности основной моды от нормированного радиального смещения возбуждающего пучка

4.1.4 Верификация результатов анализа поперечно-модового состава оптико-цифровым методом

Все полученные выше результаты базируются на применении оптической обработки когерентных световых полей с использованием корреляционных фильтров – МОДАНов. Независимая верификация этих результатов требует применения альтернативных методов [40-42], реализующих те же операции в цифровом виде. Такое сравнение оптических методов с цифровыми впервые было проведено в работе [64].

Очевидно, что для вычисления скалярного произведения (1.19) в дискретном виде поле на выходе световода $w(x)$ и модовые функции $\psi_p(x)$ представляются матрицами дискретных отсчетов $[w_{ij}], [\psi_{ij}]$, $i=1,2,\dots,N$; $j=1,2,\dots,M$. Тогда скалярное произведение (1.19) запишем в виде

$$w_p = \frac{1}{NM} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M w_{ij} \psi_{ij} . \quad (4.8)$$

Таким образом, необходимо иметь в цифровом виде как модовые функции, так и комплексное световое поле на выходе световода. Если с первым не возникает проблем, то оцифровка амплитудно-фазового распределения на выходе световода наталкивается на определенные трудности из-за необходимости регистрации фазы. Наиболее доступным методом измерения фазы является ин-

терферометрия. Причем возможны два варианта получения и расшифровки интерферограмм.

В первом варианте для измерения комплексных отсчетов $w_{ij} = A_{ij} (\cos \varphi_{ij} + i \sin \varphi_{ij})$ регистрируется интерферограмма в полосах бесконечной ширины (при отсутствии наклона опорного пучка), интенсивность которой

$$I_{ij} = A_{ij}^2 + B^2 + 2A_{ij}B \cos \varphi_{ij}, \quad (4.9)$$

где A_{ij}^2 представляет собой интенсивность предметной волны и также регистрируется (при перекрытом опорном пучке). Также измеряется константа B , характеризующая интенсивность опорного пучка. По этим измерениям может быть восстановлена вещественная часть

$$A_{ij} \cos \varphi_{ij} = \frac{I_{ij} - A_{ij}^2 - B^2}{2A_{ij}B}. \quad (4.10)$$

Затем по той же схеме регистрируется еще одна интерферограмма I'_{ij} с некоторым изменением фазы опорного пучка $\Delta\varphi$. По ней снова вычисляется вещественная часть

$$A_{ij} \cos(\Delta\varphi + \varphi_{ij}) = \frac{I'_{ij} - A_{ij}^2 - B^2}{2A_{ij}B}. \quad (4.11)$$

Далее можно легко вычислить мнимую часть

$$A_{ij} \sin \varphi_{ij} = \frac{A_{ij} \cos(\Delta\varphi + \varphi_{ij}) - A_{ij} \cos \Delta\varphi \cos \varphi_{ij}}{\sin \Delta\varphi}. \quad (4.12)$$

Как видно из (4.12), для вычисления мнимой части необходимо знать точно фазовый сдвиг $\Delta\varphi$.

Другой вариант – восстановление фазы пучка по результатам интерферометрии в полосах конечной ширины. Этот метод широко используется при контроле оптики, однако в нашем случае он наталкивается на определенные трудности из-за неравномерности амплитуды на выходе световода и, как следствие, наличия дислокаций волнового фронта, о чем будет подробнее сказано в дальнейшем.

Оба этих метода были экспериментально реализованы, для чего была собрана установка по оптической схеме, изображенной на рис. 4.16. Она представляет собой интерферометр Маха-Цендера, где в предметной ветви реализована схема возбуждения волокна, аналогичная показанной на рис. 4.1, с теми же параметрами элементов. Часть пучка, отводимая светоделительным кубиком CB_1 в опорную ветвь, проходит через двулучепреломляющую пластинку

П, которая позволяет вносить фазовую задержку $\Delta\varphi$. После соединения пучков полученная картина проецируется в плоскость регистрации фотокамеры *К*.

Рис. 4.16 Оптическая схема установки
для цифрового исследования поперечно-модового состава

Перекрывая предметную или опорную ветви схемы, мы можем регистрировать отдельно A_{ij}^2 , *В*. Можно также измерить фазовый сдвиг $\Delta\varphi$, вносимый пластинкой *П*, измеряя сдвиг полос при настройке интерферометра на полосы конечной ширины. Распределения интенсивности вначале регистрировались на фотопленку, с которой в дальнейшем осуществлялся ввод в компьютер. Такая двухступенчатая процедура обуславливалась, в первую очередь, низкой скоростью (более 10 секунд на кадр) имевшегося устройства оцифровки изображений, из-за чего при регистрации интерферограмм возникали искажения, вызванные недостаточной стабильностью картинки.

Фотопленка обладает характеристикой, нелинейной и по амплитуде и по интенсивности. Поэтому осуществлялась калибровка всего канала ввода в целом. Для этого вначале осуществлялось сканирование фотометрического клина. Затем была получена характеристика преобразования оптической плотности в цифровой код, изображенная на рис. 4.17.

Рис. 4.17. Характеристика преобразования оптической плотности в код

Зная теперь необходимый диапазон плотностей на фотоматериале и характер нелинейности, был осуществлен выбор фотоматериала, режима его экспонирования и фотохимической обработки. Наилучшие результаты были получены при использовании негативной фотопленки КН-1 на участке недодержек характеристической кривой.

На рис. 4.18 приведена сквозная характеристика канала ввода по амплитуде, полученная при помощи набора нейтральных светофильтров. Как видно из графика, полученная характеристика близка к линейной.

Рис. 4.18 Сквозная характеристика преобразования амплитуды света в код

Перед восстановлением фазы и вычислением скалярных произведений осуществлялась предварительная обработка изображений медианным фильтром для устранения импульсных шумов, а также окончательная коррекция нелинейности ввода. Особые проблемы вызывает восстановление фазы по интерферограммам в конечных полосах. На рис. 4.19 приведена исходная интерферограмма.

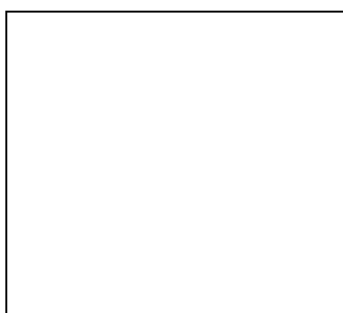


Рис. 4.19 Интерферограмма пучка на выходе волокна

Видно, что интенсивность предметного пучка сильно меняется по полю, обращаясь в некоторых точках в нуль. Это обуславливает наличие дислокаций волнового фронта, что осложняет скелетизацию (выделение опорных линий) на интерферограмме, поскольку интерференционная полоса в точке дислокации должна разделяться на две. При обработке был использован тот факт, что фаза в точке дислокации не определена и поэтому в некоторой окрестности такой точки ее можно считать произвольной. На остальной площади осуществлялась адаптивная пороговая обработка с последующей скелетизацией. Результат такой обработки показан на рис. 4.20.



Рис. 4.20. Результат обработки интерферограммы

Сравнение рис. 4.19 и 4.20 показывает, что в окрестностях нулей интенсивности выделения интерференционных полос не произошло и, как следствие, нарушена связность полос. Однако, в отличие от контроля оптики, для решаемой задачи достаточно восстановления фазы по модулю 2π и, следовательно, нет необходимости проследивать полосы по всей длине, а достаточно лишь получить изменения фазы на участках с интенсивностью, превышающей уровень шумов. Для этого не нужно знать точно номер полосы, а достаточно лишь измерять ее искривление по отношению к среднему периоду, что, в дальнейшем после соответствующей интерполяции между полосами и дает искомые значения фаз.

В таблице 4.2 приведены результаты анализа поперечно-модового состава для четырех мод описанными методами в сравнении с результатами, полученными оптическим методом.

Таблица 4.2. Нормированные значения мощностей мод, полученные разными методами

| Номера мод | (0,0) | (0,1) | (0,2) | (0,3) |
|--------------------------|-------|-------|-------|-------|
| По двум интерферограммам | 1,0 | 0,54 | 0,11 | 0,46 |
| По опорным линиям | 1,0 | 0,90 | 0,27 | 0,50 |
| Оптический метод | 1,0 | 0,71 | 0,47 | 0,41 |

Значения мощностей мод в таблице нормированы на наиболее мощную основную моду. В целом результаты, полученные разными методами, согласуются между собой, причем об их достоверности свидетельствуют большие значения мощностей мод с нечетными индексами (1 и 3) по сравнению с четным (2). Это можно объяснить на качественном уровне, рассматривая используемую схему возбуждения. Очевидно, что кольца в картине Эйри в данном случае оказываются ближе к соответствующим кольцам для мод с нечетными индексами. Значение мощности моды (0,2), полученное оптическим методом, выпадает из данной закономерности, что лишним раз свидетельствует о росте погрешности оптического метода при уменьшении доли энергии измеряемой моды, о чем уже говорилось ранее (см. подраздел 4.1.2).

4.2 Селективное возбуждение поперечных мод при помощи МОДАНов

Таким образом, можно сказать, что создан и опробован инструмент для измерения поперечно-модового состава. Это дает возможность достоверно судить о селективном возбуждении отдельных мод в отличие от работ [10, 14], в которых вывод об отсутствии других мод делался на основании сходства полученных распределений интенсивности и теоретических полей интенсивности возбужденных мод, то есть без учета фазовых соотношений.

Использование МОДАНов для селективного возбуждения мод имеет некоторые особенности по сравнению с анализом поперечно-модового состава. Как отмечалось ранее, для анализа поперечно-модового состава наиболее удобны многоканальные МОДАНЫ. Такие МОДАНЫ, как было показано в подразделе 3.1, работают в первом порядке дифракции. Для возбуждения мод в отличие от анализа не требуется многоканальность, следовательно, возможно формирование полезного изображения на оптической оси, то есть работа в нулевом порядке дифракции. По ряду причин этот вариант является предпочтительным. Во-первых, достигается максимальная энергетическая эффективность, особенно при применении оптимизационной процедуры [50]. Во-вторых, при работе в нулевом порядке дифракции используется центральная часть поля зрения объектива, наиболее свободная от аберраций. И, наконец, в-третьих, легко осуществляется юстировка угла ввода излучения в волокно. Действительно, при использовании основной моды в качестве тест-сигнала не требуется дополнительных регулировок при введении в пучок МОДАНа. К сожалению, преимущества работы в нулевом порядке дифракции не могут быть реализованы при использовании амплитудных МОДАНов, которые в принципе не могут работать в нулевом порядке дифракции. Для возбуждения мод МОДАНами, работающими в первом порядке дифракции, для корректировки угла ввода требуется либо разработка устройств юстировки с расширенным диапазоном регулировки по углу, либо предварительная корректировка угла при помощи дополнительных оптических элементов.

4.2.1 Возбуждение и исследование мод Гаусса-Лагерра в градиентных световодах

Селективное возбуждение мод в градиентных оптических волокнах при помощи МОДАНов впервые описано в работе [18]. В работе [18] использовались МОДАНЫ, работающие в первом порядке дифракции. Поэтому, как отмечалось выше, необходима корректировка углов либо при помощи оптики, либо при помощи механики. Были реализованы оба этих подхода.

В первой серии экспериментов использовались амплитудные МОДАНЫ, описанные в подразделе 2.1.2. На рис. 4.21 показана оптическая схема телескопического типа для селективного возбуждения мод, ориентированная на применение таких МОДАНов.

Рис. 4.21 Оптическая схема возбуждения мод в первом порядке дифракции

МОДАН М освещается плоской волной, выходящей из расширителя излучения лазера. В первом порядке дифракции в фокальной плоскости объектива O_1 восстанавливается пучок, имеющий в поперечном сечении амплитудное распределение $\psi_p(x)$. Для выделения этого пучка из общей дифракционной картины и согласования его размеров с размерами возбуждаемой моды служит оптическая система, состоящая из диафрагмы D и микрообъектива O_2 (см. рис. 4.21). Кроме того, вся оптическая система телескопического типа осуществляет предварительную корректировку угла ввода излучения в волокно, поскольку оптическая ось объектива O_2 находится под углом к оси объектива O_1 и совпадает с направлением на первый порядок дифракции. Размер перетяжки возбуждающего пучка, создаваемой микрообъективом O_2 , регулировался путем изменения расстояния между O_1 и предшествующей перетяжкой, совпадающей с отверстием диафрагмы D . Контроль размера осуществлялся посредством микроскопа и окулярного микрометра. Критерием согласования размеров служило равенство диаметра темного кольца (первого минимума) в перетяжке пучка, формирующего моду ψ_{01} , расчетному значению, в нашем случае приблизительно равному 7,9 мкм. Процесс селективного возбуждения мод волокна заключался в совмещении торца волокна с перетяжкой пучка, сформированного с помощью соответствующего МОДАНа и описанной выше оптической системы, а также устранении децентровки и наклонов пучка относительно торца путем юстировки. В этих экспериментах использовался градиентный многомодовый световод той же марки и с теми же параметрами, что и в подразделе 4.1.1. Только длина его была несколько меньше и составляла около 0,5 м.

На рис. 4.22 представлены распределения интенсивности в сечении пучков, сформированных на торце волокна мод ψ_{00} , ψ_{01} и ψ_{02} , а также в ближнем поле выходного торца волокна, свидетельствующие о селективном возбуждении указанных мод. Моды с радиальным индексом больше 2 селективно возбуждать не удалось.

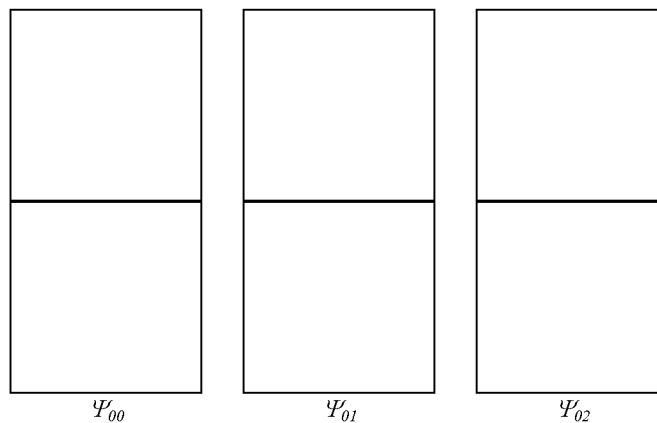


Рис. 4.22. Распределения интенсивности на выходе световода при возбуждении мод амплитудными МОДАнами

Во второй серии описываемых экспериментов селективное возбуждение мод $\Psi_{00} - \Psi_{02}$ было осуществлено с использованием фазовых МОДАнов, описанных в подразделе 2.2.1. Фазовая запись МОДАнов позволяет увеличить их энергетическую эффективность в 4-5 раз по сравнению с амплитудной, что приводит, в свою очередь, к такому же росту светового потока на выходе из волокна. Кроме того, степень селективности возбуждения мод $\Psi_{00} - \Psi_{02}$ проверялась также измерениями коэффициентов возбуждения этих и соседних с ними аксиально-симметричных мод с помощью анализатора модового состава, позволяющего в принципе выделить любую моду из полного набора направляемых мод волокна и измерить ее мощность. Для проверки распределений фазы в возбужденных модах было предусмотрено размещение отрезка возбуждаемого волокна в одном из плеч интерферометра Маха-Цендера.

Оптическая схема экспериментальной установки, предназначенной для селективного возбуждения и анализа мод волокна, представлена на рис. 4.23.

Рис. 4.23 Оптическая схема установки для возбуждения и исследования поперечных мод

Для формирования эталонного поля с заданным модовым составом на входе световода F используется соответствующий МОДАН M_1 , освещаемый плоской волной когерентного излучения, выходящей из расширителя пучка

лазера Р. Для упрощения оптической системы возбуждения мод вместо телескопической системы, изображенной на рис. 4.21, применялся объектив от кинокамеры Агат-14м с переменным фокусным расстоянием $F=9\dots\dots 27$ мм, конструкция которого позволяет менять размер сфокусированного изображения при сохранении плоскости фокусировки.

Для получения нужного размера перетяжки формируемой основной моды номинальное фокусное расстояние объектива O_1 должно быть равно 18 мм. Таким образом, использованный объектив позволяет получать требуемый масштаб, а также исследовать влияние изменения масштаба на процесс возбуждения мод. Для устранения децентровки и наклонов пучка относительно торца волокна было специально разработано устройство точной юстировки, внешний вид которого приведен на рис. 4.24. Устройство позволяет осуществлять прецизионное радиальное смещение $\pm\Delta B$ в двух взаимно перпендикулярных направлениях, измеряемое с точностью $\pm 0,3$ мкм, и угловой наклон относительно двух осей, регистрируемый с точностью ± 10 угловых минут.

Рис. 4.24. Внешний вид устройства точной юстировки

Таким образом, в фокальной плоскости объектива O_1 в первом дифракционном порядке на торце световода формируется эталонное поле. Объектив O_2 , МОДАН M_2 , объектив O_3 и фотоприемник FS_1 образуют анализатор модового состава, аналогичный описанному в подразделе 4.1.1 (см. также рис. 4.1). Смена МОДАНов как в формирователе, так и в анализаторе осуществляется при помощи специальных кассет с прецизионной фиксацией. Для интерферометрических исследований часть входного потока через светоделительный кубик BS_1 , зеркало $M1$ поступает в качестве опорного на светоделительный кубик BS_3 , где формирует интерферограмму поля на выходе волокна, отводимого при помощи светоделительного кубик BS_2 . Фотоприемник FS_2 и объектив O_4 позволяют проводить нормировку измерений при закрытом затворе В, а также регистрировать интерферограммы при открытом затворе В.

Первоначальная регулировка заключается в получении нужного размера перетяжки возбуждающего пучка путем изменения фокусного расстояния объектива O_1 (см. рис. 4.23). Контроль размера осуществлялся при помощи микроскопа и окулярного микрометра. Критерием согласования размеров служило равенство диаметра темного кольца (первого минимума)

в перетяжке пучка, формирующего моды Ψ_{10} , расчетному значению, в нашем случае равному 7,9 мкм.

Процесс селективного возбуждения мод заключался в совмещении торца световода с сформированным пучком и устранении децентровки и поворотов пучка относительно торца световода путем юстировки. Размещение отрезка возбуждаемого волокна в одном из плеч интерферометра Маха-Цендера сделало возможной одновременную регистрацию распределения интенсивности и фазы в возбужденных модах. На рис. 4.25 представлены распределения интенсивности в дальней зоне выходного торца световода при возбуждении мод Ψ_{00} , Ψ_{01} и Ψ_{02} , свидетельствующие о селективном возбуждении указанных мод, а также соответствующие им интерферограммы, на которых видно смещение полос на полпериода из-за изменения фазы на π при переходе значений модовой функции через 0.

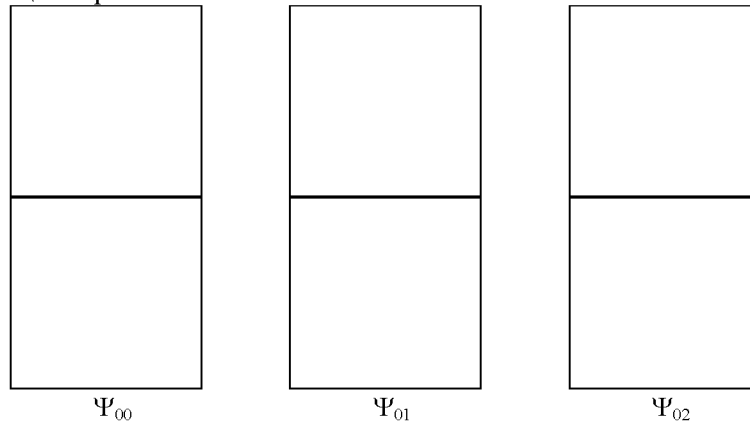


Рис. 4.25. Распределения интенсивности на выходе световода и интерферограммы сформированных мод

Применение метода количественного анализа мод в совокупности с описанным выше методом селективного возбуждения сделало возможным экспериментальное исследование зависимости коэффициентов возбуждения K_{pl} мод Ψ_{00} , Ψ_{01} и Ψ_{02} от нормированного по отношению к радиусу основной моды σ_0 радиального смещения возбуждающих пучков δ (для использованного в эксперименте волокна $\sigma_0=5,6$ мкм). Полученные зависимости $K_{pl}=f(\delta/\sigma_0)$ представлены на рис. 4.26. В процессе эксперимента торец волокна смещался относительно возбуждающего пучка с помощью прецизионного устройства, а величина смещения δ измерялась под микроскопом. Кривые, проведенные сплошной линией, являются результатом теоретического расчета, выполненного на основе рекуррентных соотношений для коэффициентов возбуждения мод градиентного волокна, приведенных в [61].

Графики рис. 4.26 демонстрируют удовлетворительное качественное совпадение теоретических и экспериментальных данных.

В отличие от результатов, полученных в подразделе 4.1.3, следует отметить большую чувствительность основной моды к радиальному смещению, чем предсказывалось теорией. Причиной расхождения эксперимента и теории, также как и причиной, по которой оказалось невозможным селективное возбуждение мод с радиальным индексом больше 2, является, вероятно, отличие профиля показателя преломления использованного в экспериментах волокна от параболического, в силу чего моды волокна в действительности не являются точными модами Гаусса-Лагерра. Причем в силу наличия центрального провала в наибольшей степени это касается основной моды волокна, что и наблюдалось в эксперименте.

*Рис. 4.26. Зависимость коэффициентов возбуждения мод K_{pl} от нормированного радиального смещения возбуждающего пучка
(черная пара линий - Y_{00} , темно-серая - Y_{01} , светло-серая - Y_{02} ,
пунктир – эксперимент, сплошная линия – теория)*

Также проводился эксперимент по исследованию влияния рассогласования размеров перетяжек возбуждающего пучка и мод световода на мощность селективно возбужденных мод. На рис.4.27 приведены соответствующие экспериментальные кривые для тех же трех мод. По оси абсцисс отложено отношение $\frac{\sigma_1}{\sigma_0}$, где σ_1 – радиус перетяжки сформированного пучка.

Следует отметить, что аналогичная кривая для основной моды была получена ранее (см. рис. 4.3, 4.4) с использованием другой оптической схемы возбуждения мод. С учетом того, что на рис. 4.4 по оси абсцисс отложена обратная величина, результаты хорошо согласуются между собой (отклонение не более 5%). Была исследована зависимость мощности селективно возбужденной моды от углового наклона торца световода относительно возбуждающего пучка.

Рис. 4.27. Зависимости мощностей селективно возбужденных мод от рассогласования размеров перетяжек возбуждающего пучка и мод световода

На рис.4.28 приведены теоретическая (пунктир) и экспериментальная (сплошная линия) зависимости мощности моды Ψ_{01} от угла наклона θ .

Рис. 4.28 Зависимость мощности селективно возбужденной моды от угла наклона торца световода

В этом эксперименте изменение угла θ сопровождалось подбором радиального смещения по двум координатам до получения максимального значения мощности возбужденной моды. Как видно на рис. 4.28, влияние углового перекоса торца световода величиной порядка $\pm 1,2^\circ$ удается скомпенсировать радиальным смещением. По теоретической зависимости мощности моды Ψ_{10} от угла перекоса θ , построенной в предположении отсутствия компенсации по радиальному смещению, допустимая величина перекоса не должна превышать $\pm 0,5^\circ$ при том же допустимом уменьшении мощности возбужденной моды до величины 0,9 от максимальной. Таким образом, допустимым углом перекоса

можно считать угол порядка 1^0 , при условии компенсации перекоса радиальным перемещением.

4.2.2 Возбуждение LP-мод в ступенчатых световодах

Результаты, полученные в подразделе 4.1.2, косвенно свидетельствуют о сохранении направления поляризации излучения в ступенчатом волокне и, следовательно, сохранении структуры отдельной моды на выходе. Это дает возможность возбуждать моды в таком световоде, используя МОДАНЫ. В эксперименте [38, 39] впервые были реализованы преимущества МОДАНов, работающих в нулевом порядке дифракции для возбуждения мод. Для возбуждения моды LP_{11} использовался фазовый МОДАН, рассчитанный итерационным методом [50], работающий в нулевом порядке дифракции. Расчет проводился для моды Гаусса–Эрмита (1,0), но распределение интенсивности такой моды весьма близко к распределению интенсивности LP_{11} моды, а фазы этих мод совпадают в точности. Параметры расчетного освещающего пучка для этого МОДАНа близки к параметрам используемого лазера, а радиус перетяжки получаемой моды около 0,3 мм. Эксперименты проводились на установке, собранной по оптической схеме рис. 4.5. Таким образом, радиус перетяжки в фокусе микрообъектива М1 весьма близок к требуемому, что позволяет вводить МОДАН в лазерный луч без каких-либо дополнительных изменений в схеме. При начальной настройке на основную моду плоскопараллельная подложка формирующего МОДАНа (Модан 1) уже присутствует в луче и ее параллельный сдвиг не вызовет каких-либо изменений условий ввода. Это позволяет существенно сократить время настройки схемы на возбуждение другой моды, используя настройку на основную моду, как базовую. Необходимо лишь передвигать подложку формирующего МОДАНа до попадания в лазерный луч фазовой структуры, при этом лишь немного изменяя фокусировку по критерию максимально эффективного ввода. Контролируя при этом корреляционное поле, убеждаемся в возбуждении требуемой моды (см. рис. 4.29).



Рис. 4.29. Распределение интенсивности в корреляционном поле при возбуждении моды LP_{11} с помощью МОДАНа

Измерения коэффициентов возбуждения других мод дают значения не более 5% от коэффициента возбуждаемой моды.

Для экспериментов с модами Гаусса-Лагерра, описанных выше, были специально выбраны радиально-симметричные моды. В описываемом эксперименте впервые возбуждалась мода, не обладающая радиальной симметрией,

поэтому необходимо было дополнительно проконтролировать угловую ориентацию возбуждаемой моды. Исходная угловая ориентация формирующего и анализирующего МОДАНов была одинаковой и соответствовала расположению двух пятен интенсивности моды вдоль оси x . Полученное в эксперименте распределение интенсивности на выходе волокна при возбуждении моды LP_{11} (1 положение ПЗС-камеры на рис. 4.5) приведено на рис. 4.30.

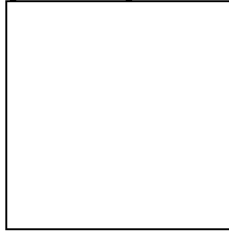


Рис. 4.30. Распределение интенсивности на выходе волокна при возбуждении моды LP_{11}

Как видно, полученное распределение свидетельствует о сохранении угловой ориентации введенной моды на всем протяжении волокна, в соответствии с теорией. Поворот концов волокна (разумеется в пределах, не вызывающих его существенной деформации) не приводит к заметному повороту возбуждаемой моды. При проведении эксперимента волокно было свободно уложено кольцами диаметром около 20 см. Для подтверждения модового характера амплитудно-фазового распределения, полученного на выходе волокна, также регистрировалось распределение вышедшего из волокна пучка в дальней зоне (см. рис. 4.31), для чего в схеме (рис. 4.5) удалялся анализирующий МОДАН (Модан 2).

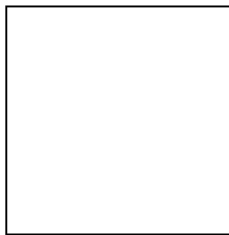


Рис. 4.31. Распределение интенсивности вышедшего из волокна пучка в дальней зоне

Сохранение структуры распределения интенсивности при распространении пучка свидетельствует о его модовом характере. На выходе оптоволокна энергия моды LP_{11} составляла около 30% от энергии лазера, при энергетической эффективности самого МОДАНа около 38% [50], из чего можно определить эффективность ввода моды в волокно порядка 75%.

Были проведены также исследования для более длинного (50 метров) отрезка волокна. Волокно было намотано на барабан. Измерения показали в целом большую нестабильность как для моды LP_{01} , так и для моды LP_{11} . Измене-

ния модового состава происходили с периодом 5-10 секунд и не было возможности добиться такой же точности юстировок, как для более короткого отрезка волокна.

В ряде работ [10, 13, 14], исследуются возможности формирования мод ступенчатого оптоволокна с помощью бинарных фазовых МОДАНов без несущей. По сути дела, такие МОДАНы реализуют лишь фазовую функцию моды, а амплитудная информация игнорируется. Погрешности формирования мод у таких МОДАНов выше, чем у исследованных ранее. Однако при возбуждении мод погрешности, соответствующие возбуждению неканализуемых мод, не принимаются в расчет. Таким образом, при малом числе канализуемых мод такие МОДАНы могут обеспечить достаточно высокую селективность возбуждения. Кроме того, их преимуществами являются: работа в нулевом порядке дифракции, простота изготовления и использования. Действительно, для таких МОДАНов отпадает необходимость в точном соблюдении масштаба, а поперечная юстировка для низшей моды осуществляется только по одной координате. Впервые эксперименты по возбуждению мод в промышленно выпускаемых волокнах при помощи бинарно-фазовых МОДАНов описаны в работе [66].

Для формирования пучков с высоким содержанием низших мод были рассчитаны и изготовлены бинарные МОДАНы, фазовые функции которых (рис. 4.32) соответствовали фазовым распределениям мод.

а) б)
Рис. 4.32. Фазовые функции изготовленных ДОЭ
(черный цвет соответствует значению фазы 0, белый – π)

На рис.4.33 представлены распределения интенсивности Гауссова пучка, прошедшего через бинарный фазовый МОДАН, в дальней зоне.

Бинарные ДОЭ, фазовые функции которых представлены на рис. 4.32, были изготовлены с помощью технологии электронной литографии. Способность изготовленных ДОЭ формировать распределение, близкое к расчетному (рис. 4.33), исследовалась также в ходе натурального эксперимента. Результаты натурального эксперимента показали хорошее соответствие с численными результатами.

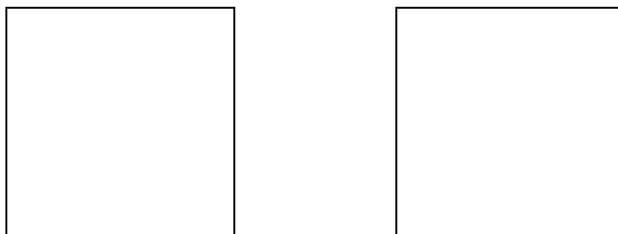


Рис. 4.33. Распределения интенсивности, формируемые бинарными модами в дальней зоне при освещении их гауссовым пучком

(результат численного эксперимента):

а) для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32а,

б) для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32б

На рис. 4.34-4.36 представлены результаты натурного эксперимента, поставленного с помощью экспериментальной установки, схема которой приведена на рис. 4.16. На рис. 4.34 приведены распределения интенсивности на выходе волокна (положение камеры 1) при возбуждении двух мод низших порядков с помощью соответствующих МОДАНов (рис. 4.32).

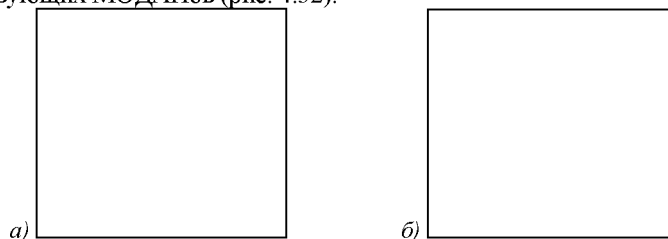


Рис. 4.34. Распределения интенсивности на выходе волокна, замеренные при возбуждении мод с помощью бинарных ДОЭ

(соответствует положению 1 камеры на рис. 4.5):

а - для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32а,

б - для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32б

Результаты измерения поперечно-модового состава излучения на выходе волновода с помощью корреляционного фильтра (рис. 4.35а, б) демонстрируют высокое содержание требуемых мод: 4.35а – для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32а, и 4.35б – для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32б.

Кроме того, также исследовалась устойчивость полученных распределений к прохождению через Фурье-каскад. Соответствующие распределения приведены на рис. 4.36. Устойчивость структуры пучков к прохождению через Фурье-каскад (рис. 4.36) подтверждает их модовый характер.

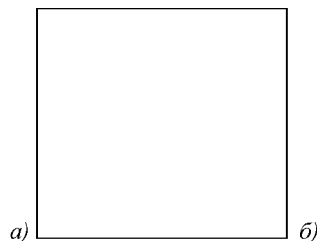


Рис. 4.35. Распределения интенсивности в выходной плоскости корреляционного фильтра (соответствует положению 2 камеры на рис. 4.16): а) для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32а; б) для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32б

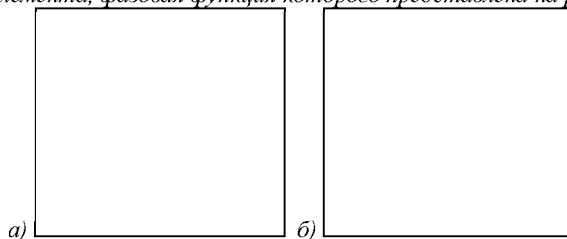


Рис.4.36. Распределения интенсивности мод, вышедших из волокна, замеренные в дальней зоне (соответствует положению 2 камеры на рис. 4.35 в отсутствие корреляционного фильтра):

а) для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32 а,
 б) для элемента, фазовая функция которого представлена на рис. 4.32 б

4.2.3 Возбуждение и исследование угловых гармоник в ступенчатых световодах

В качестве альтернативного носителя информационного сигнала в волоконном световоде можно рассмотреть суперпозицию не классических мод, а суперпозицию угловых гармоник, которые также проявляют модовые свойства в оптическом волокне. Оптические воронки $\exp(in\varphi)$, иначе называемые угловыми гармониками, описывают особенность волнового фронта, или винтовую дислокацию, когда фаза светового поля при обходе точки начала полярных координат приобретает сдвиг фазы $2\pi n$, где n – порядок угловой гармоники. Разложение световых полей по угловым гармоникам имеет определенные преимущества перед другими базисами, включая и модовые, в задачах анализа и формирования лазерных пучков и мультиплексирования информационных каналов.

В отличие от мод угловые гармоники инвариантны к масштабу при вводе в волокно и при селекции их на выходе из волокна при помощи ДОЭ. Это дает большую свободу при выборе параметров оптической схемы, что позволяет, как будет показано далее, эффективно противодействовать шумам в системе. Был проведен ряд натурных экспериментов по селективному возбуждению как

отдельных угловых гармоник, так и их суперпозиции. Оптическая схема и все параметры элементов были теми же, что и в работе [24, 25].

В качестве формирующего ДОЭ (МОДАН 1) использовался один из ДОЭ, формирующий пучки с фазовой сингулярностью $\exp(in\varphi)$ порядка $n=1$, $n=-2$ и суперпозиция $\exp(in_1\varphi)+\exp(in_2\varphi)$ $n_1=-1$, $n_2=2$ (см. рис. 4.37а, в, д). Многоуровневые ДОЭ были изготовлены по технологии электронной литографии на технологической базе Университета Йюенсуу (Финляндия). Параметры ДОЭ: 32 уровня квантования, диаметр – 2,5 мм, шаг дискретизации – 5 мкм. Винтовой ДОЭ порядка $n=1$ был изготовлен для длины волны $\lambda=633$ нм, а другие два – для длины волны $\lambda=514$ нм.

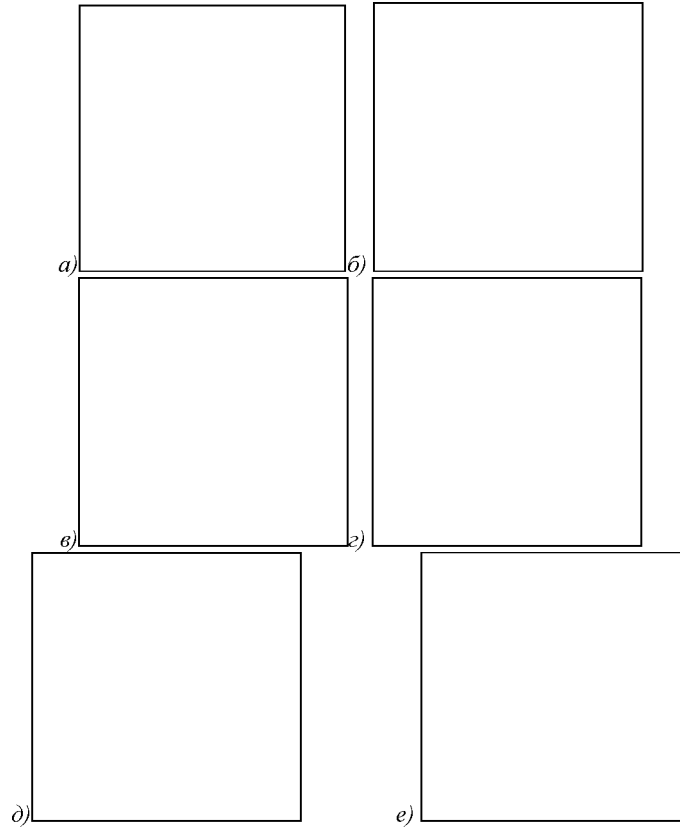


Рис. 4.37. Вид фазы ДОЭ для формирования полей с фазовой сингулярностью $\exp(in\varphi)$: а) $n=1$, в) $n=-2$ и суперпозиции, д) $n_1=-1$, $n_2=2$ и соответствующие распределению интенсивности в дальней зоне б), г), е)

Для селекции (в качестве МОДАна 2) использовались различные много-порядковые ДОЭ, согласованные с угловыми гармониками, также изготовленные на технологической базе Университета Йоенсуу. На рис. 4.38 показаны фазы бинарных 8-, 12- и 24-порядковых ДОЭ, осуществляющего обнаружение винтовых сингулярностей различных номеров. Также приведены схемы соответствия дифракционных порядков номерам угловых гармоник. Параметры ДОЭ: диаметр – 10 мм, шаг дискретизации – 5 мкм, высота микрорельефа для длины волны $\lambda=633$ нм.

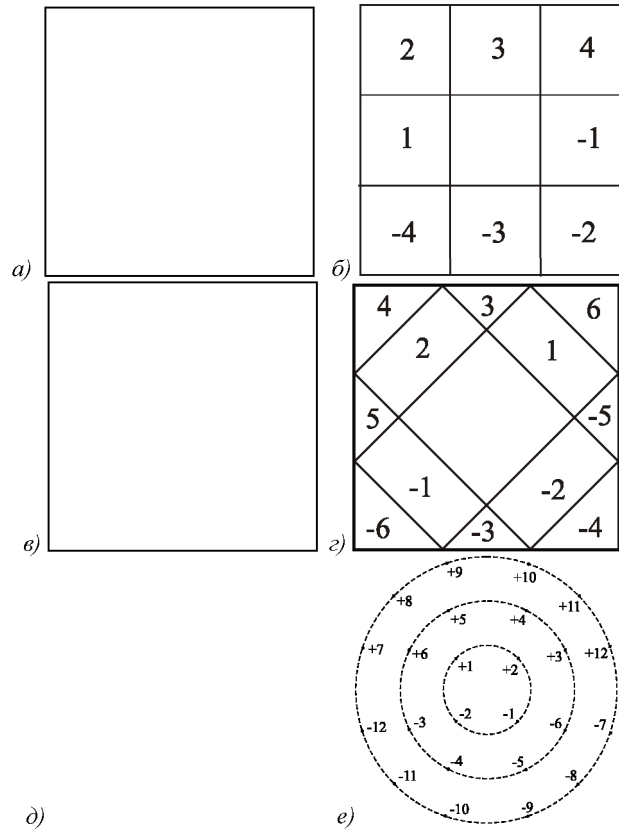


Рис. 4.38. Фазы бинарных а) 8-, в) 12- и д) 24- порядковых ДОЭ, согласованных с угловыми гармониками различных номеров, и схемы соответствия дифракционных порядков номерам угловых гармоник б), г), е)

Вначале, как описано в работах [38, 39], осуществлялась настройка системы ввода в волокно на основную моду. При этом подложка формирующего ДОЭ уже находится в пучке, но смещена, чтобы область фазового рельефа не попадала в пучок. На выходе из волокна гауссов пучок основной моды после

коллимации проходит через ДОЭ, согласованный с угловыми гармониками, и Фурье-каскад. Масштаб в выходной плоскости Фурье-каскада зависит как от диаметра пучка, проходящего через ДОЭ, так и от фокусного расстояния Фурье-каскада. Эти параметры для угловых гармоник можно менять независимо, в отличие от классических мод, где размеры пучка жестко связаны с параметрами ДОЭ. Рассмотрим, как следует выбирать параметры оптики в случае угловых гармоник.

Прежде всего должно происходить угловое разделение порядков, то есть размер пучка следует делать таким, чтобы углы его дифракционной расходимости были меньше, чем углы между дифракционными порядками, определяемые несущими частотами. В эксперименте использовались два ДОЭ диаметром 10 мм: 12-порядковый с несущей частотой около 20 лин/мм (рис. 4.38в) и 8-порядковый с несущей около 8 лин/мм (рис. 4.38а). Если использовать 20X микрообъектив $M2$, то для 8-порядкового ДОЭ порядки перекрываются, а для 12-порядкового нет (см. рис. 4.39а, б). Фокусное расстояние Фурье-каскада, при котором получены распределения на рис. 4.39, около 500 мм.

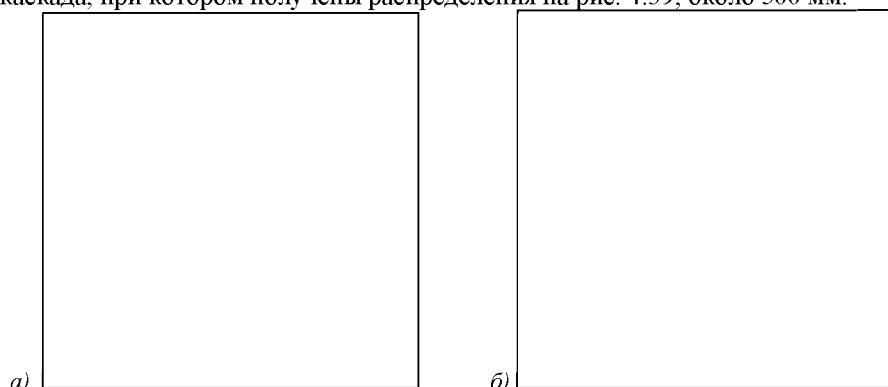


Рис. 4.39 Распределение интенсивности в выходной плоскости Фурье-каскада для 8- (а) и 12- (б) порядковых ДОЭ

Из рис. 4.39 также видно, что в случае б) из 12 порядков в поле зрения камеры оказываются лишь 8 порядков. Отсюда можно сформулировать другой критерий выбора параметров, а именно: масштаб изображения должен быть таким, чтобы в поле зрения были все нужные порядки. Это зависит лишь от фокусного расстояния Фурье-объектива и несущих частот. Когда это достигнуто, можно менять диаметр получаемых колец, меняя диаметр освещающего пучка. Это нужно для увеличения разрешения в дифракционных порядках, чтобы в дальнейшем повысить точность исследования корреляционных пиков. Изменять фокусное расстояние Фурье-каскада можно, меняя расходимость излучения после коллимирующего микрообъектива $M2$, путем его перемещения вдоль оптической оси. При этом пучок перестает быть плоскопараллельным и

становится немного расходящимся. Для изменения диаметра освещающего пучка необходимо менять фокусное расстояние микрообъектива $M2$. Это может быть достигнуто только заменой микрообъектива. Например, для устранения перекрытия порядков на рис. 4.39а потребовалось: во-первых, увеличить диаметр освещающего пучка путем замены 20X микрообъектива на 8X, во-вторых, увеличить фокусное расстояние Фурье-каскада до 1000 мм. Полученное распределение интенсивности (рис. 4.40) свидетельствует о решении указанной проблемы.

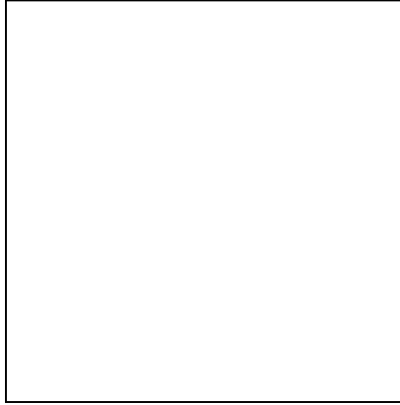


Рис. 4.40 Распределение интенсивности для 8-порядкового ДОЭ

Кроме того, увеличение фокусного расстояния и соответствующее увеличение масштаба способствует снижению шумов, что видно при сравнении рис. 4.40 и рис. 4.39. Это объясняется тем, что шумы носят высокочастотный характер вследствие высоких частот дискретизации фазовых ДОЭ и их уровень снижается ближе к оптической оси. Таким образом, если можно увеличивать габариты оптической системы, то для снижения влияния шумов надо выбирать меньшие значения несущих частот (разумеется, не допуская при этом перекрытия порядков).

Эксперименты проводились с тремя формирующими ДОЭ, которые соответственно формировали угловые гармоники первого и второго порядков, а также их суперпозицию. Для обнаружения угловых гармоник, кроме вышеупомянутых, использовался еще и 24-порядковый ДОЭ с несущей частотой около 25 лин/мм. На рис. 4.41 приведены распределения интенсивности в выходной плоскости при наличии и отсутствии угловой гармоники 1 порядка для 12 и 24-порядковых ДОЭ.

На обоих рисунках видно, что пик интенсивности появляется в центре соответствующего порядка, в остальных – интенсивность близка к уровню шумов (не более 10% от величины пика). Следует отметить, что, во-первых, энергетическая эффективность 24-порядкового ДОЭ существенно (примерно в 5 раз) выше, чем 12-порядкового, а во-вторых, из 24 порядков в поле зрения видно лишь 4 порядка в силу большей величины несущей частоты и другой схемы расположения порядков (см. рис. 4.38е).

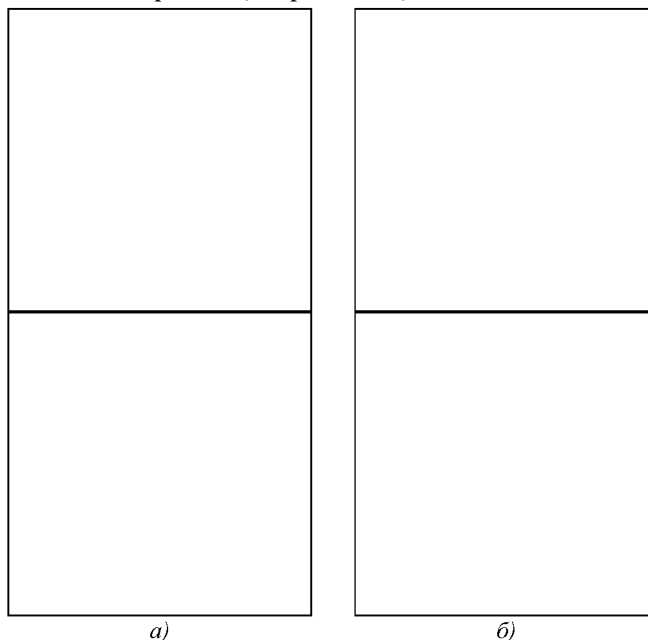


Рис. 4.41 Распределения интенсивности при отсутствии (а) и наличии (б) угловой гармоники 1 порядка для 24-порядкового (вверху) и 12-порядкового (внизу) ДОЭ

Проводилось также исследование чувствительности системы возбуждения к поперечному сдвигу формирующего ДОЭ. Распределение интенсивности, полученное при сдвиге ДОЭ порядка 0,25 мм, показано на рис. 4.42. Видно, что при этом появляется угловая гармоника 1 порядка с другим знаком, а также (слабее на 30%) одна из гармоник 2 порядка. Далее этот результат будет прокомментирован в совокупности с аналогичными, полученными для других гармоник.

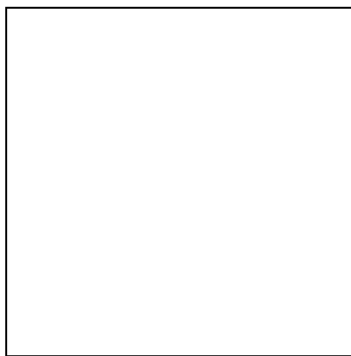


Рис. 4.42. Распределения интенсивности в выходной плоскости при поперечном сдвиге формирующего ДОЭ

Далее проводилось возбуждение угловой гармоники 2 порядка. При этом было обнаружено, что в зависимости от положения формирующего ДОЭ в освещающем пучке пик интенсивности может появляться в дифракционных порядках, соответствующих угловым гармоникам второго порядка обоих знаков. Причем может быть достигнуто как селективное возбуждение любой из них, так и их совместное возбуждение с примерно равными интенсивностями. Рис. 4.43 иллюстрирует эти результаты.

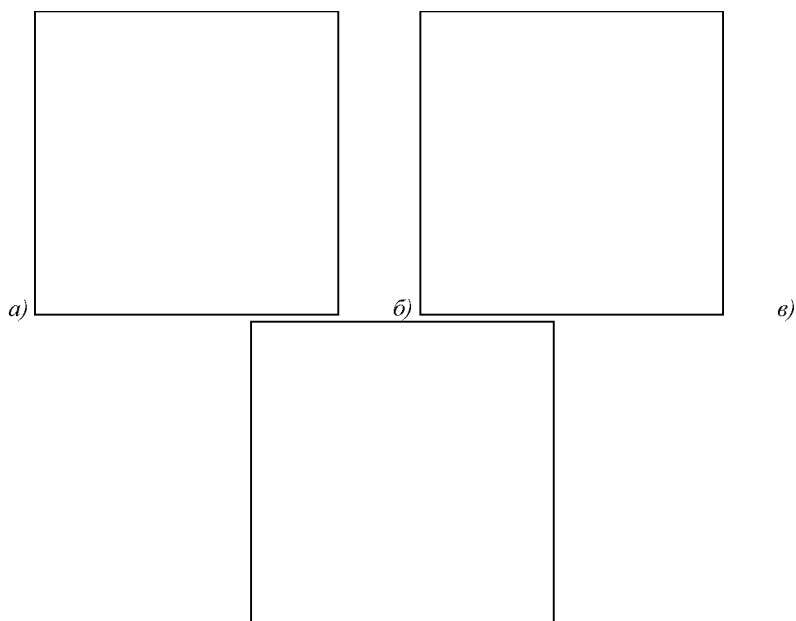


Рис. 4.43 Распределения интенсивности в выходной плоскости при возбуждении угловых гармоник 2 порядка

На рис. 4.43а), в) (8-порядковый ДОЭ) видны пики интенсивности, соответствующие угловым гармоникам 2 порядка разных знаков в правом нижнем и левом верхнем углах соответственно, а на рис. 4.43б) (24-порядковый ДОЭ) – одновременно обе указанные гармоники. При этом, правда, селективность возбуждения ниже, чем для гармоники 1 порядка. Интенсивность в центрах других дифракционных порядков достигает 25% от величины максимума (того порядка, где наблюдается пик). Такие результаты можно объяснить тем, что ДОЭ, использовавшийся для формирования угловой гармоники 2 порядка, был рассчитан на другую длину волны, а именно на 514 нм. Изменение знака гармоник при сдвиге ДОЭ, а также парное возникновение противоположных по знаку гармоник можно объяснить тем, что фазовая функция соответствующего ДОЭ (см. рис. 4.37в) как бы разделена на две половины, с центральной симметрией. Смещение центра такого ДОЭ от центра пучка приводит к тому, что некоторая его часть оказывается по другую сторону от оптической оси, что, как легко видеть, соответствует изменению знака угловой гармоники. И хотя это изменение касается лишь части сечения пучка, этого, видимо, достаточно для формирования в каком-то приближении угловой гармоники. Косвенным подтверждением сказанного является то, что с угловой гармоникой 1 порядка, где характер симметрии другой, получить симметричную картину при сдвиге не удается.

Третий эксперимент ставился по возбуждению суперпозиции угловых гармоник 1 и 2 порядков с противоположными знаками. Результаты эксперимента показаны на рис. 4.44. На рис. 4.44 видно возникновение сингулярности 1 и 2 порядка, появились максимумы интенсивности в центрах соответствующих дифракционных порядков, в остальных – интенсивность близка к уровню шумов (не более 15% от максимума). Следует отметить, что максимум, соответствующий угловой гармонике 2 порядка (в правом нижнем углу), на 10% слабее максимума гармоники 1 порядка.

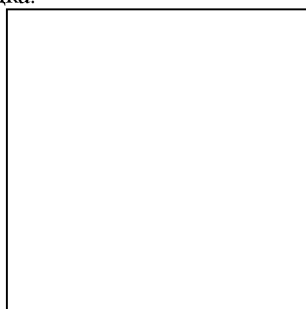


Рис. 4.44. Распределение интенсивности при возбуждении суперпозиции угловых гармоник

Однако в отсутствие угловых гармоник (см. рис. 4.40) интенсивность в центрах этих порядков различается на такую же величину. Возможно, это связано с недостатком разрешения, поскольку для угловых гармоник разных порядков

требования к пространственному разрешению системы различны. При сдвиге формирующего ДОЭ в пучке не удастся достичь эффектов, подобных описанным выше для одиночных угловых гармоник. Картина становится сложной, и выявить какие-то закономерности не удастся. Поскольку такой формирующий элемент как бы разделен на три сектора, этот факт, видимо, укладывается в рамки вышеприведенного объяснения поведения угловых гармоник при поперечном сдвиге.

4.3 Волоконно-оптические преобразователи на основе возбуждения и селекции поперечных мод

Волоконно-оптические преобразователи в зависимости от физической основы используемых в них явлений можно подразделить на два типа – интерференционные и амплитудные. В преобразователях интерференционного типа используют, как правило, два одномодовых световода, причем физическому воздействию подвергается один световод, в то время как другой является опорным, и далее получают интерференционную картину, расшифровав которую определяют величину физического воздействия. В преобразователях амплитудного типа используют один многомодовый световод. В таких преобразователях измеряют изменения амплитуды светового потока в световоде в результате внешнего воздействия. Изменения амплитуды происходят из-за перехода части энергии направляемых мод в неканализуемые моды в результате физического воздействия. Вид этих воздействий различен в различных преобразователях. Но, независимо от вида воздействия, переход энергии в неканализуемые моды будет осуществляться по-разному для различных мод.

Для мод более высоких порядков, то есть находящихся ближе к отсечке, энергия света локализована ближе к границам сердечника световода и, следовательно, будет переходить в неканализуемые моды при меньших величинах воздействий, чем для мод более низких порядков. Именно на разной чувствительности разных мод к внешним воздействиям в волоконно-оптических преобразователях амплитудного типа и базируется выигрыш в характеристиках преобразователей в результате введения в них анализатора и формирователя поперечных мод. Здесь следует отметить, что применение модовой фильтрации также позволяет добиться улучшения характеристик интерференционных волоконно-оптических преобразователей [46]. При этом используется интерференция между модами одного световода, что позволяет упростить конструкцию по сравнению с известными [43]. Этот же принцип может использоваться и для контроля профиля показателя преломления самого световода [67], что также является важной задачей.

4.3.1 Исследование связи мод, вызванной периодическими микроизгибами градиентного волоконного световода

Среди конструкций волоконно-оптических преобразователей физических величин значительное место занимают датчики микроперемещений, построенные на основе измерения потерь мощности излучения на микроизгибах световода. Физической основой построения волоконно-оптического преобразователя является связь мод, возникающая при деформации световода. При этом энергия излучения перераспределяется между модами, часть ее переходит в неканализуемые моды [19], что приводит как к изменению энергии отдельных мод, так и к уменьшению общего светового потока в волокне. Именно на регистрации общего светового потока основаны многие известные конструкции преобразователей. Однако этот эффект является вторичным и, следовательно, его чувствительность к деформациям существенно (в 4-5 раз для градиентного световода) меньше, чем чувствительности отдельных мод. Для повышения чувствительности общего светового потока используют конструкции преобразователей, где световод подвергается многократным периодическим изгибам с периодом, близким к периоду осцилляции луча в световоде, и таким образом возникают резонансные явления, способствующие увеличению потерь.

Впервые [44, 68] модовая селекция была применена именно в микроизгибном волоконно-оптическом преобразователе. Для этого в оптической схеме установки возбуждения и анализа поперечных мод (см. рис. 4.1) дополнительно вводилось деформирующее устройство в соответствии с принципиальной схемой, показанной на рис. 4.45.

Рис. 4.45. Принципиальная схема волоконно-оптического преобразователя

Деформирующее устройство располагалось на расстоянии 0,3 метра от входного торца волокна, при общей длине волокна около 1,5 метра. Для создания периодических изгибов волокно пропусклось между двумя профилированными пластинами. Обращенные к волокну поверхности пластин были образованы зубцами треугольного профиля с пространственным периодом $\Lambda=1,5$ мм и числом периодов $k=5$. Амплитуда изгибов волокна регулировалась посредством приложения к верхней пластине внешней силы и контролировалась с помощью микроскопа и окулярного микрометра. Все параметры ос-

тальных элементов оптической установки те же, что и оптической установки в соответствии со схемой на рис. 4.1. В процессе измерений параметры устройства возбуждения мод не менялись, поэтому нормирующая ветвь оптической схемы не использовалась. Полученные в эксперименте зависимости относительных мощностей мод

$$P_{op}(h) = \frac{|\xi_{op}(h)|^2}{|\xi_{oo}(h)|_{h=0}^2}, \quad (4.13)$$

приведены пунктиром на рис. 4.46.

Рис. 4.46. Зависимость мощностей мод от амплитуды микроизгибов (сплошная линия – теория, пунктир – эксперимент)

Из рис. 4.46 видно, что характер зависимостей полностью соответствует теории, однако все изменения мощностей мод при деформациях более 5-6 мкм происходят несколько быстрее (при меньших деформациях), чем предсказывается теорией. Причины здесь, очевидно, те же, что и при изменении условий возбуждения мод, поскольку эти процессы имеют сходный механизм.

Для сравнения с ранее полученными характеристиками таких преобразователей была также снята зависимость по интегральному световому потоку. Соответствующий график приведен на рис. 4.47 в сравнении с мощностью основной моды.

Рис. 4.47. Изменения полного светового потока и мощности основной моды в зависимости от амплитуды микроизгибов

Из рис. 4.47 видно, по меньшей мере, двукратное повышение чувствительности для основной моды по сравнению с полным световым потоком. Однако зависимость полного светового потока характеризуется большей линейностью, хотя при условии соответствующей коррекции это не является существенным преимуществом.

4.3.2 Исследование зависимости мощностей мод на выходе ступенчатого волоконного световода от величины его прогиба

Описанная выше конструкция преобразователя с многократным периодическим изгибом световода, помимо сложности, обладает также и повышенной массой, что ухудшает механические частотные характеристики преобразователей. При этом весь диапазон измеряемых деформаций оказывается в пределах 10-15 мкм. С другой стороны, известно, что промышленно выпускаемые волокна выдерживают без разрушения изгибы глубиной до 100 мкм. В работе [47] было предложено упростить механическую конструкцию деформирующего устройства, ограничившись всего одним изгибом с максимальной глубиной порядка 50-60 мкм (и таким же расстоянием между опорами, как в [68]). Масса и габариты подвижной части деформирующего устройства при этом уменьшаются, что помимо массогабаритных характеристик улучшает и частотные характеристики. При этом модовая фильтрация позволяет сохранить чувствительность такого преобразователя на уровне преобразователя с многократными изгибами и измерением полного светового потока. Сверх того, описывае-

мая конструкция позволяет, измеряя энергии мод разных порядков, перестраивать чувствительность преобразователя в процессе измерений. Соответствующие эксперименты с многомодовыми градиентными световодами описаны в работах [47, 69]. Была показана принципиальная возможность создания такого класса преобразователей, однако был выявлен и недостаток данного подхода, а именно, наличие довольно большой (порядка 0,3-0,4 от максимума) постоянной составляющей в мощностях мод высших порядков, не зависящей от величины прогиба световода. Согласно теоретической модели для идеального параболического профиля такое явление не должно было наблюдаться. Поэтому его объяснение следует, видимо, искать в отклонении профиля показателя преломления световода от теоретической модели, а также в значительном числе высших мод в таких световодах, создающих помехи при неидеальности самих ДОЭ. С другой стороны, как было показано выше (см. подраздел 4.1.2), более высокие селективность возбуждения и точность анализа поперечных мод достигаются в маломодовом световоде со ступенчатым профилем показателя преломления. Соответствующие эксперименты по измерению зависимости мощностей мод в ступенчатом световоде от глубины микроизгиба описаны в работе [63].

Для создания единичного микроизгиба с заданной глубиной было разработано и изготовлено специальное деформирующее устройство, эскиз которого показан на рис. 4.48.

Рис. 4.48. Эскиз деформирующего устройства

Оно представляет собой основание 1 (рис. 4.48), на котором смонтированы рычаг 2 с возвратной пружиной 3 и нажимной пластиной 4 и узел ре-

гулируемых опор. Ось рычага опирается на призмы 5. Контроль перемещения рычага осуществляется при помощи индикатора 6, который установлен на одной платформе 7 с нажимным болтом 8. Сам узел регулируемых опор (рис. 4.48) включает два упора 9 для пружин 10, поджимающих опоры 11, на которых и лежит волокно. Расстояние между опорами можно регулировать болтом 12 с коническим хвостовиком, который, проходя между опорами, ограничивает расстояние между ними. В данной работе расстояние между опорами выбиралось около 1 мм для обеспечения сравнимости с ранее полученными результатами [48]. Контролируемая деформация волокна осуществляется при вращении нажимного болта, который перемещает рычаг и, в соответствии с соотношением плеч рычага (около 1: 7,5), нажимную пластину.

Параметры устройства возбуждения заданных мод и волоконного световода, а также методика юстировки ничем не отличаются от описанных выше в подразделе 4.2.2. Также использовалось коммерческое одномодовое волокно SMF-28 длиной 2 м. Некоторые отличия в технике анализа мощностей поперечных мод обусловлены тем, что для данных измерений использовался другой МОДАН, рассчитанный для большего количества мод. Этот фазовый элемент подробно описан в работе [70]. Соответственно были изменены некоторые параметры оптической схемы рис. 4.5. Так, фокусное расстояние микрообъектива M2 для вывода из волокна удобно сделать 13,9 мм, а фокусное расстояние Фурье-преобразующего объектива – 300 мм. При этом из-за большего (примерно в 5 раз) радиуса основной моды для получения требуемого масштаба в плоскости ПЗС-камеры необходимо помещать сам фазовый элемент не в параллельный пучок, как было сделано ранее, а в расходящийся, с тем, чтобы расстояние от Фурье-преобразующего объектива до ПЗС-камеры составляло около 1 м. В поле зрения ПЗС-камеры оказывается около девяти различных мод, и среди них все, существующие в данном волокне. Такой масштаб, как будет показано в дальнейшем, обеспечивает приемлемую (на уровне шумов) систематическую погрешность измерений.

Главное отличие использовавшегося фильтра состоит в отсутствии основной моды. Но критерий настройки – минимальные значения интенсивности в центрах всех дифракционных порядков здесь остается неизменным. На рис. 4.49 приведено распределение интенсивности в выходной плоскости Фурье-каскада с пространственным фильтром (корреляционное поле) при настройке ввода в волокно на основную моду.

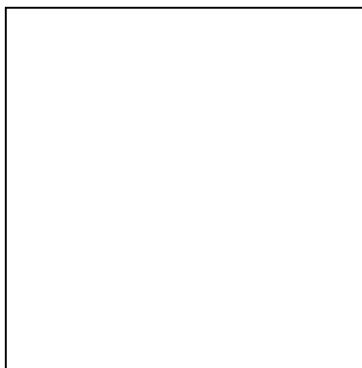


Рис. 4.49. Распределение интенсивности в выходной плоскости Фурье-каскада при настройке на основную моду для фазового фильтра

Рисунок требует некоторых пояснений. Поскольку применялся бинарно-фазовый элемент, его Фурье-образ обладает центральной симметрией относительно нулевого порядка, который отчетливо виден на рисунке. Рамка на рисунке несколько смещена, чтобы захватить с одной стороны большее количество мод. Следует отметить, что для обработки данного изображения может быть применена та же программа, что и ранее (описана в подразделе 4.1.3). Результат обработки одного из изображений, полученных в ходе эксперимента, показан на рис. 4.50.

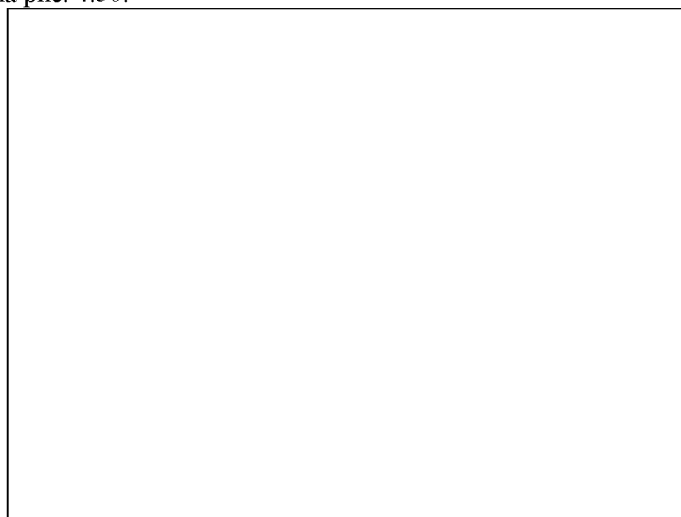


Рис. 4.50. Результат обработки полученного распределения интенсивности с целью нахождения центров дифракционных порядков

Таблица 4.3 показывает связь порядковых номеров с конкретными модами.

Таблица 4.3. Соответствие нумерации порядков индексам мод

| | | | | | | | | | | |
|-----------------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|-----------|
| Номера порядков | 1 | 2 | 3 | 4 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 |
| Моды | LP_{03} | LP_{12} | LP_{02} | LP_{11} | LP_{02} | LP_{11} | LP_{12} | LP_{03} | LP_{21} | LP_{31} |

Теперь можно перейти к следующему этапу, а именно, к измерению зависимости мощности моды от величины деформации волокна. Вначале была выбрана та же мода LP_{11} , что и в подразделе 4.2.2. Вид корреляционного поля при ее возбуждении показан на рис. 4.51.

Отчетливо виден соответствующий корреляционный пик, а также отсутствие пиков в других порядках дифракции. На рис. 4.52 показана область расположения корреляционного пика. Видно, что на пик приходится 10-15 пикселей по каждой оси, что вполне достаточно для его измерения с погрешностью, не превышающей уровень шумов.

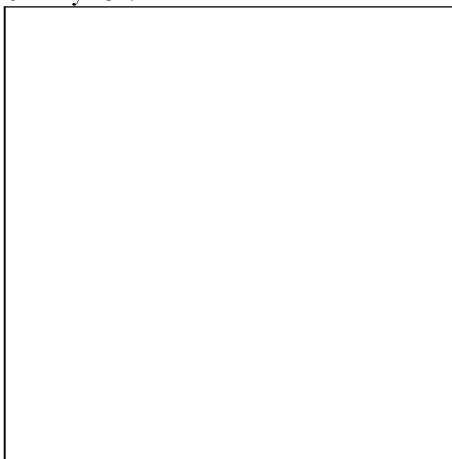


Рис. 4.51. Распределение интенсивности в выходной плоскости Фурье-каскада при настройке на моду LP_{11} для фазового фильтра

Рис. 4.52. Распределение интенсивности в области расположения корреляционного пика

При деформации волокна вид корреляционного поля меняется из-за перераспределения энергии между модами. При этом нарушается симметрия распределений интенсивности в дифракционных порядках. На рис. 4.53 показано

корреляционное поле при глубине изгиба 60 мкм. Остальные параметры оптической схемы те же, что и на рис. 4.51.

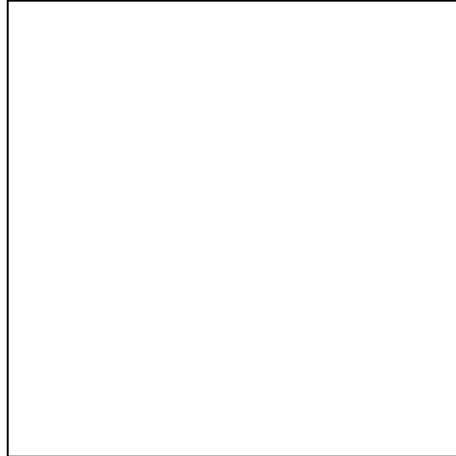


Рис. 4.53 Дифракционная картина при глубине изгиба волокна 60 мкм

На рис. 4.54 приведена экспериментальная кривая зависимости мощности моды LP_{11} от глубины изгиба волокна. Зависимость носит нелинейный характер. Видно, что доля постоянной составляющей в ней всего около 0,17 в отличие от результатов, полученных ранее для градиентного волокна [47, 69], где она была около 0,3-0,4, причем стабилизация мощности происходит при том же значении глубины изгиба около 75 мкм. Этот результат лучше соответствует теории и дает возможность увеличить динамический диапазон и точность преобразователя, базирующегося на данном эффекте.

Рис. 4.54. Зависимость мощности моды LP_{11} от глубины изгиба волокна

Также была получена зависимость мощности основной моды в сравнении с общим световым потоком от глубины микроизгиба, аналогичная приведенной на рис. 4.47. Она приведена на рис. 4.55.

Рис. 4.55. Изменения полного светового потока и мощности основной моды в зависимости от амплитуды микроизгибов в ступенчатом световоде

Из рис. 4.55 видно, что имеются некоторые различия по сравнению со случаем многоизгибного преобразователя на основе градиентного световода (см. рис. 4.47). Кривые стали более похожи по характеру нелинейности, а двукратное повышение чувствительности теперь наблюдается для всего диапазона исследованных деформаций. И та и другая кривые характеризуются большей долей постоянной составляющей, чем у многоизгибного преобразователя (см. рис. 4.47), что, видимо, связано с наличием всего одного изгиба световода. Кроме того, наблюдается более чем двукратное повышение чувствительности по общему световому потоку по сравнению с одноизгибным преобразователем на основе градиентного световода [47, 69] (снижение полного светового потока до уровня 0,8 происходит при вдвое меньшей деформации световода), а также менее значительное (около 20%) повышение чувствительности по основной моде. Объяснение этому следует искать в различии диаметров сердечника, который у ступенчатого световода значительно меньше, и, таким образом, при изгибе излучение быстрее покидает такой световод, чем градиентный многомодовый. Отсюда следует вывод о предпочтительности использования в таких преобразователях мод более высоких порядков, для которых доля постоянной составляющей существенно меньше (см. рис. 4.54).

Таким образом, получены экспериментальные зависимости мощности LP -мод и общего светового потока от амплитуды изгиба ступенчатого волоконного световода. Достигнуто снижение постоянной составляющей мощностей мод в два раза, что дает возможность расширить динамический диапазон преобразователя.

Основные результаты, полученные в главе 4

Проведено экспериментальное исследование поперечно-модового состава излучения в градиентном волоконном световоде в зависимости от условий возбуждения гауссовским пучком при помощи МОДАНов. Получено согласование с результатами теоретического расчета и найдено объяснение имеющихся отклонений от теории.

Разработана методика юстировки оптической схемы для измерения поперечно-модового состава в ступенчатом маломодовом световоде, включающая два этапа. Созданы алгоритмы обработки распределений интенсивности, получаемых в выходной плоскости.

Проведена независимая верификация результатов измерения поперечно-модового состава цифровыми методами.

Осуществлено селективное возбуждение трех мод Гаусса-Лагерра в градиентном волоконном световоде при помощи амплитудных и фазовых МОДАНов. Получено согласование экспериментальных и теоретических зависимостей коэффициентов возбуждения мод от параметров ввода в волокно.

Разработана методика и осуществлено возбуждение LP -мод в ступенчатом световоде при помощи фазовых как многоградационных, так и бинарных МОДАНов. Достигнута селективность возбуждения в 2-3 раза выше, чем в градиентных световодах.

С помощью ДОЭ впервые получены угловые гармоники низших порядков и их суперпозиция в ступенчатом световоде. Обнаружен эффект парного возбуждения угловых гармоник при поперечном сдвиге формирующего ДОЭ.

Экспериментально исследована модель многоизгибного волоконно-оптического преобразователя с измерением энергии отдельных мод. Получен выигрыш в чувствительности порядка 3-5 раз по сравнению с традиционной конструкцией. Показана возможность регулировки чувствительности преобразователя в зависимости от порядка моды.

Получены экспериментальные зависимости мощности LP -мод и общего светового потока от амплитуды изгиба ступенчатого волоконного световода. Достигнуто снижение постоянной составляющей мощностей мод в два раза, что дает возможность расширить динамический диапазон преобразователя.

Выводы к главе 4

Для достижения высокой точности анализа поперечно-модового состава и высокой селективности возбуждения мод эффективно использовать маломодовые световоды с числом мод не более 10-15. В качестве таких световодов могут быть использованы промышленно выпускаемые одномодовые ступенчатые световоды при их возбуждении излучением видимого диапазона длин волн.

Процедура измерения поперечно-модового состава с высокой точностью осуществляется в два этапа. На первом этапе проводится настройка системы

по тестовому сигналу. В дальнейшем алгоритмическая обработка базируется на данных, полученных на первом этапе.

Для возбуждения мод в волоконных световодах успешно используются фазовые однопорядковые формирующие МОДАНЫ, в том числе и бинарно-фазовые МОДАНЫ, работающие в нулевом порядке дифракции.

Измерение мощности отдельных мод в микроизгибном волоконно-оптическом датчике дает повышение чувствительности преобразователя в 3-5 раз для мод низших порядков.

При использовании в преобразователе ступенчатого маломодового световода вместо градиентного достигнуто расширение динамического диапазона за счет двукратного снижения доли постоянной составляющей в мощностях мод высших порядков.

Контрольные вопросы к главе 4

1. В чем отличие процесса измерения модового состава в градиентных световодах от ступенчатых?
2. Перечислите основные этапы юстировки оптической системы при измерении поперечно-модового состава в ступенчатых световодах?
3. Как осуществляется обработка экспериментальных данных, полученных при измерении поперечно-модового состава?
4. За счет какого эффекта получается выигрыш в характеристиках волоконно-оптических преобразователей с селекцией поперечных мод?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В учебном пособии приведены результаты исследования нового класса приборов, а именно анализаторов и формирователей поперечно-модового спектра когерентного излучения.

Описаны основные элементы таких приборов – специальные дифракционные оптические элементы, называемые МОДАНами. Сформулированы специфические требования, предъявляемые к таким МОДАНам как формирующим, так и анализирующим поперечно-модовый спектр.

Указанный класс приборов позволяет принципиально решить фундаментальную задачу формирования и анализа поперечного спектра.

С прикладной точки зрения возможность управления и контроля поперечно-модового состава пучка открывает широкие перспективы в таких важных направлениях, как повышение пропускной способности и обеспечение безопасности информации в волоконно-оптических сетях связи и системах оптической связи в свободном пространстве, совершенствование волоконно-оптической датчиковой аппаратуры, стандартизация и юстировка лазерных систем, контроль технологических процессов обработки материалов с помощью лазерного излучения и др.

Отметим, что создание и развитие элементной базы для осуществления дифракционных оптических преобразований приближает создание чисто оптических когерентных вычислительных устройств, обладающих возможностями для обработки информации, недоступными на данный момент для существующих электронных и оптоэлектронных вычислительных машин.

Отметим также, что описанные в учебном пособии методы синтеза ДОО, предназначенных для формирования модовых распределений, могут найти применение в задачах формирования произвольных амплитудно-фазовых распределений – цифровых голограмм трехмерных объектов.

Из дальнейших направлений развития оптических элементов, согласованных с поперечно-модовым спектром, можно отметить:

- интегральное исполнение МОДАНов – в виде микрорельефа, реализованного на торце волновода;
- синтез МОДАНов, согласованных с модами различных волноводных сред (в том числе и нелинейных);
- разработка и исследование МОДАНов, совмещающих модовое и спектральное уплотнение в линиях связи.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ТЕРМИНОВ

1. *Поперечная мода* – пучок света, обладающий свойством самовоспроизводимости при распространении в соответствующей волноводной среде.
2. *Дифракционный оптический элемент (ДОЭ)* – оптический элемент, функционирование которого основано на использовании свойства дифракции света.
3. *Модовый анализатор (МОДАН)* – ДОЭ, предназначенный для анализа и формирования поперечно-модового состава когерентного излучения
4. *Амплитудные и фазовые МОДАНЫ* – МОДАНЫ, осуществляющие амплитудную или фазовую модуляцию света соответственно.
5. *Многоканальный МОДАН* – МОДАН, позволяющий параллельно анализировать несколько поперечных мод.
6. *Бездисперсионный многомодовый пучок* – когерентный световой пучок, состоящий из мод с одинаковыми постоянными распространения.
7. *Возбуждение волоконных световодов* – формирование электромагнитного поля, распространяющегося в волоконном световоде при помощи внешнего источника излучения.
8. *Профиль показателя преломления волоконного световода* – пространственное распределение показателя преломления вещества световода.
9. *Угловая гармоника* – когерентный световой пучок с особенностью волнового фронта, когда фаза светового поля при обходе точки начала полярных координат приобретает сдвиг фазы 2π .
10. *Условие отсечки* – математическое соотношение, определяющее параметры поперечных мод, распространяющихся в световоде без потерь.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Снайдер, А.**, Лав Дж. Теория оптических волноводов / А. Снайдер, Дж. Лав М.: Радио и связь, 1987.
2. **Soifer, V.A.** Laser Beam Mode Selection by Computer Generated Holograms / V.A. Soifer, M.A. Golub.- CRC Press, 1994.
3. **Goodman, J.W.** Introduction to Fourier Optics. / J.W. Goodman.- McGraw-Hill, New-York, 1968
4. **Jeunhomme, L.** Selective mode excitation of graded index optical fibers / L. Jeunhomme, J.P. Pocholle.- Appl. Opt., 1978. V. 17. pp. 463-468.
5. **Vaissie, L.** Selective mode excitation by nonaxial evanescent coupling for bandwidth enhancement of multimode fiber links / L. Vaissie, E.G. Johnson.- Optical Engineering, 2002. V. 41(8). pp. 1821-1828.
6. **Stewart, W.J.** Optical Fiber Transmission / W.J. Stewart.- Williamsburg, Va.: OSA/IEEE, January, 1975.
7. **Svistunov, D.V.** New technique of selective mode launching in multimode fiber links / D.V. Svistunov Proc. SPIE, 2004. V. 5480. pp. 166-170.
8. **Svistunov, D. V.** Selective mode launching in multimode channel waveguide by planar coupler / D. V. Svistunov.- Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, 2004. V. 6. pp. 859-861.
9. **Kapany, N.S.** Mode detection and discrimination in optical waveguides and resonators / N.S. Kapany, J.J. Burke.- J. Opt. Soc. Amer., 1970. V. 60. pp.1350-1358.
10. **Berdague, S.** Mode division multiplexing in optical fibers / S. Berdague, P. Facq.- Appl. Opt., 1982. V. 21. pp. 1950-1955.
11. **Facq, P.** Observation of tubular modes in multimode graded-index optical fibers / P. Facq, P. Fournet, J Arnaud.- Electron. Letters, 1980. V. 16. pp. 649.
12. **Facq, P.** Microbending effects on monomode light propagation in multimode fibers / P. Facq, F. de Fornel, J. J. Arnaud.- Opt. Soc. Amer., 1983. V. 73. pp. 661-668.
13. **Facq, P.** Tunable single-mode excitation in multimode fibres / P. Facq, F. de Fornel, F. Jean.- Electron. Letters, V. 20. P. 613-615. 1984.
14. **Thornburg, W.Q.** Selective launching of higher-order modes into an optical fiber with an optical phase shifter / W.Q. Thornburg, B.J. Corrado, X.D. Zhu.- Optics Letters, 1994. V. 19. N 7. P. 454-456.
15. Синтез пространственных фильтров для исследования поперечно-модового состава когерентного излучения / М.А. Голуб [и др.]// Квантовая электроника, 1982. Т. 9. № 9. С. 1866-1868.
16. **Bartelt, H. O.** Mode analysis of optical fibers using computer-generated matched filters / H. O. Bartelt [and other].- Electronic Letters, 1983. V. 19(7), 247-249.
17. **Dubois, F.**, Selective mode excitation in graded-index multimode fiber by a computer-generated optical mask / F. Dubois, Ph. Emplit, O. Hugon.- Optics Letters, 1994. V. 19. N. 7. P. 433-435.
18. **Гаричев, В.П.** Применение синтезированных голограмм для селективного возбуждения мод градиентного оптического волокна и исследования их чувствительности к радиальному смещению возбуждающего пучка / В.П. Гаричев [и др.]// Компьютерная оптика. - М.: МЦНТИ, 1988.- Вып. 3.- С. 103-109.
19. **Солимено, С.** Дифракция и волноводное распространение оптического излучения / С. Солимено, Б. Крозиньяни, П. Порто Ди.- М.: Мир, 1989.
20. **Ярив, А. М.** Квантовая электроника / А.М. Ярив.- М.: Сов. Радио, 1980.

21. **Durnin, J.** Diffraction-Free Beams / Durnin J. [and other].- Physical Review Letters 58 (15), pp. 1499-1501.
22. **Marcuse, D.** Light transmission optics / D. Marcuse.- Van Nostrand Reinhold, New York, 1982.
23. **Soifer, V. A.** Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements // V. A. Soifer.-John Wiley & Sons, Inc., New York, USA, 2002.
24. **Голуб, М.А.** Экспериментальное исследование пространственных фильтров, разделяющих поперечные моды оптических полей / М.А. Голуб [и др.]// Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 8. С. 1700-1701.
25. **Голуб, М.А.** Экспериментальное исследование распределения мощности по поперечным модам в волоконном световоде с помощью пространственных фильтров / М.А. Голуб [и др.]// Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 9. С. 1869-1871.
26. **Карпеев, С.В.** Пространственные фильтры для анализа и формирования поперечно-модового состава когерентного излучения в волоконных световодах / С.В. Карпеев.- Автореф. Дис. на соис. Учен. Степ. Канд. Физ.-мат. наук, М.,1985.
27. **Унгер, Х.Г.** Планарные и волоконные оптические волноводы / Х.Г. Унгер.- М.: Мир, 1980.
28. **Адамс, М.** Введение в теорию оптических волноводов / М. Адамс.- М.: Мир, 1984.
29. **Kirk, J.P.** Phase-only complex valued spatial filter / J.P. Kirk, A.L. Jones.- JOSA.. 1971. Vol. 61. N 8. pp. 1023-1028.
30. **Голуб, М.А.** Фазовые пространственные фильтры, согласованные с поперечными модами / М.А. Голуб [и др.]// Квантовая электроника. 1988. Т.15. № 3. С.617-618.
31. **Голуб, М.А.** Оптические элементы для анализа и формирования поперечно-модового состава / М.А. Голуб [и др.]// Квантовая электроника. 1989. Т. 16. N 4. С. 832-841.
32. **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. pp. 331-340.
33. А. с. СССР № 1275348. Устройство для возбуждения мод когерентного излучения / М.А. Голуб [и др.]
34. **Карпеев, С.В.** Экспериментальное исследование применения Гауссовых мод для уплотнения оптических информационных каналов / С.В. Карпеев [и др.]// Компьютерная оптика. -Самара-Москва, 1998. Вып. 18. С. 115-121.
35. **Soifer, V.A.** Realisation of an optical interconnection concept using transversal mode selection / Soifer V.A. [and other].- Proc. SPIE, 2000. Vol. 4316. pp. 152-162.
36. **Карпеев, С.В.** Экспериментальное исследование возможности применения полупроводниковых лазеров в системе оптической связи с модовым уплотнением каналов / С.В. Карпеев [и др.]// Компьютерная оптика. -Самара-Москва, 1999. Вып. 19. С. 112-114.
37. **Аджалов, В.И.** Многоканальные элементы компьютерной оптики, согласованные с группами мод / Аджалов В.И. [и др.]// Квантовая электроника. 1990. Т. 17. N 2. -С. 177-181.
38. **Карпеев, С.В.** Анализ и формирование поперечно-модового состава когерентного излучения в волоконном световоде со ступенчатым профилем показателя

- преломления при помощи ДОЭ / С.В. Карпеев [и др.]// Компьютерная оптика. - Самара-Москва, 2002. Вып. 23. С. 4-9.
39. **Karpeev, S.V.** DOE-aided Analysis and Generation of Transverse Coherent Light Modes in a Stepped-Index Optical Fiber / Karpeev S.V. [and other].- Optical Memory And Neural Networks (Information Optics), Allerton Press, 2003. V. 12. N 1. pp. 27-34.
 40. **Терро, Е.А.** Diagnostic tools for laser beam characterization / E.A. Teppo.- in Laser Beam Characterization, P. M. Mejias, H. Weber, R. Martinez-Herrero and A. Gonzales-Urena, editors, SEDO, Madrid, 1993. P. 23-30.
 41. **Cutolo, A.** Measurement of the mode content of a laser beam / A. Cutolo, T. I. R. Pileri, L. Zeni.- in Laser Beam Characterization, P. M. Mejias, H. Weber, R. Martinez-Herrero and A. Gonzales-Urena, editors, SEDO, Madrid, 1993. P. 263-273.
 42. **Du, K. M.** Measurement of the mode coherence coefficients / Du K. [and other].- Optical and Quantum Electronics, 1992. 24. P. 1119- 1127.
 43. **Бутусов, М.М.** Волоконная оптика и приборостроение / М.М. Бутусов [и др.].- Л.: Машиностроение, 1987.
 44. А. с. СССР № 1387615. Волоконно-оптический датчик давления / Р. Виллпи [и др.].
 45. А. с. СССР № 1485076. Волоконно-оптический рефрактометр / В.П. Гаричев [и др.].- С.
 46. А. с. СССР № 1569617. Волоконно-оптический интерферометрический датчик давления / В.Н. Аджалов [и др.].- Оpubл. 08.02.1990. Бюл. №21.
 47. **Уваров, Г.В.** Волоконно-оптические преобразователи на основе разделения поперечных мод / Г.В. Уваров.// Автореф. дис. на соиск. учен. степ. канд. техн. наук.- Куйбышев, 1988.
 48. **Карпеев, С.В.** Расчет ДОЭ для анализа модового состава излучения в режиме реального времени / С.В. Карпеев, В.С. Павельев, В.А. Соيفер// Компьютерная оптика. Самара-Москва, 1999. Вып. 19. -С. 84-87.
 49. **Soifer, V.A.** Designing DOEs for real-time analysis of the beam mode content / V.A. Soifer, V.S. Pavelyev, S.V. Karpeev.- Proc. SPIE, 2000. Vol. 4316. pp. 163-169.
 50. **Павельев, В.С.** Селекция мод лазерного излучения / Под ред. В.А. Соифера. В.С. Павельев, В.А. Соифер.// Методы компьютерной оптики.- М.: Физматлит, 2000. Гл. 6.
 51. **Павельев, В.С.** Исследование поперечно-модового состава бездисперсионных многомодовых пучков с помощью корреляционных фильтров / В.С. Павельев.// Компьютерная оптика. Самара-Москва, 2002. Вып. 23. С. 10-14.
 52. **Yabre, G.** Influence of core diameter on the 3-dB bandwidth of graded-index optical fibers / G. Yabre.- J. Lightwave Technology, 2000. V. 18(5). pp. 668-676.
 53. **Haas, Z.** A mode filtering scheme for improvement of the bandwidth-distance product in multimode fiber systems / Z. Haas, M. A. Santoro.- J. Lightwave Technology, 1993. V. 11(7). pp. 1125-1131.
 54. **Ruddatz, L.** An experimental and theoretical study of the offset launch technique for the enhancement of the bandwidth of multimode fiber links / L. Ruddatz.- J. Lightwave Technology, 1998. V. 16(3). pp. 324-331.
 55. **Asawa, C.K.** Intrusion-alarmed fiber optic communication link using a planar waveguide bimodal launcher / C.K. Asawa.- J. Lightwave Technology, 2002. V. 20(1). pp. 10-18.

56. **Isnigure, T.** Which is a more serious factor to the bandwidth of GIPOF: differential mode attenuation or mode coupling? / T. Isnigure, M. Kano, Y. Koike.- J. Lightwave Technology, 2000. V. 18(7). pp. 959-965.
57. **Андреев, В.А.** Многомодовые оптические волокна. Теория и приложения на высокоскоростных сетях связи / В.А. Андреев, А.В. Бурдин.- М.: Радио и связь, 2004. -248 с.
58. **Koonen, T.** Mode group diversity multiplexing for multi-service in-house networks using multi-mode polymer optical fibre / T. Koonen [and other].- Proc. Symp. IEEE/LEOS Benelux Chapter, 2002. pp. 183-186.
59. **Карпеев, С. В.** Mode multiplexing by diffractive optical elements in optical telecommunication / S. V. Karpeev [and other].- Proc. SPIE, 2004. -Vol.5480. -pp.153-165.
60. Патент РФ на полезную модель № 39242. Многоканальная система безопасной передачи информации по многомодовому волоконному световоду / Карпеев С. В. [и др.] - Оpubл. 20.07.2004, Бюл. № 20.
61. **Кривошлыков, С.Г.** Трансформация энергии между модами при стыковке многомодовых градиентных световодов. Общий случай / С.Г. Кривошлыков, Н.И. Петров, И.Н. Сисакян.// Препринт N 13 Физического института им. П.Н. Лебедева АН СССР.-М.,1982.-28с.
62. **Krivoshlykov, S.G.** Modal energy transformation between two connected multi-mode square-law index optical waveguides. / S.G. Krivoshlykov, N. I. Petrov, I.N. Sissakian.- Opt. and Quant. Electron., 1983. №15, P. 193.
63. **Карпеев, С.В.** Исследование зависимости мощностей мод на выходе ступенчатого волоконного световода от величины его прогиба / С.В. Карпеев, В.С. Павельев, С.Н. Хонина.// Компьютерная оптика: Самара-Москва, 2003. Вып. 25.- С. 95-99.
64. **Арефьев, Е.Ю.** Сравнение двух методов измерения распределения мощности по модам / Е.Ю. Арефьев.// Квантовая Электроника. 1988. Т. 15. № 12. С. 2467-2470.
65. **Pavelyev, V.S.** Diffractive microrelief design for waveguiding beam control / V.S. [and other].- Pavelyev.- Proc. SPIE, 2004. Vol. 5466. pp.108-119.
66. **Карпеев, С.В.** Возбуждение мод ступенчатого волновода с помощью бинарных фазовых ДОО / С.В. Карпеев [и др.]// Компьютерная оптика.- Самара-Москва, 2002. Вып. 24. С.99-101.
67. А. с. СССР № 1616317. Способ контроля профиля распределения показателя преломления в многомодовых волоконно-оптических световодах и линиях связи / С.В. Карпеев [и др.].
68. **Garitchev, V.P.** Experimental investigation of mode coupling in a multimode graded-index fiber, caused by periodic microbends using computer-generated spatial filters /V.P. Garitchev [and other].- Optics Communication, 1985. Vol. 55. № 6. pp. 403-405.
69. **Golub, M.A.** Mode-selective fiber sensor operating with computer generated optical elements / M.A. Golub [and other].- Proceedings SPIE, OFSC'91, 1991. 1572, 101.
70. **Хонина, С.Н.** Фазовый дифракционный фильтр, предназначенный для анализа световых полей на выходе волокна со ступенчатым профилем показателя преломления / С.Н. Хонина, Р.В. Скиданов, В.В. Котляр.// Компьютерная оптика.- Самара-Москва, 2003.

Учебное издание

*Карнеев Сергей Владимирович,
Хонина Светлана Николаевна.*

**АНАЛИЗ И ФОРМИРОВАНИЕ
МНОГОМОДОВЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ
С ПОМОЩЬЮ ДОЭ**

Учебное пособие

Компьютерная вёрстка С. В. Смагин,
Я.Е. Тахтаров, М.А. Вахе.
Редакторская обработка Т.К. Кренинина
Доверстка Т.Е. Половнева

Подписано в печать . Формат 60x84 1/16.

Бумага офсетная. Печать офсетная.

Печ. л. 7,5.

Тираж 120 экз. Заказ . ИП- 89/2007

Самарский государственный
аэрокосмический университет.
443086 Самара, Московское шоссе, 34.

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