

НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК КЫРГЫЗСКОЙ РЕСПУБЛИКИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ И
МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ ИМ. АКАДЕМИКА Ж. ЖЕЕНБАЕВА

Диссертационный совет Д 01.16.537

На правах рукописи
УДК 535.41: 778.38

Исманов Юсупжан Хакимжанович

**МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ
НА ОСНОВЕ МЕТОДА БЕСЩЕЛЕВОЙ РАДУЖНОЙ ГОЛОГРАФИИ**

Специальность 01.04.05 - Оптика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Бишкек 2017

Работа выполнена в Институте физико-технических проблем
и материаловедения им. академика Ж. Жеенбаева
Национальной академии наук Кыргызской республики

Научный консультант: доктор технических наук,
профессор Алымкулов С. А.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Отажонов Ш. О. (Ташкент)

доктор технических наук,
профессор Огнев И. В. (Москва)

доктор физико-математических наук,
доцент Джаманкызов Н. К.

Ведущая организация: Физико-технологический институт Российской академии наук, 117218, Москва, Нахимовский проспект, 34.

Защита состоится 22 февраля 2017 г. в 14-00 часов на заседании Диссертационного Совета Д.01.16.537 по присуждению ученых степеней доктора (кандидата) наук при Институте физико-технических проблем и материаловедения им. акад. Ж. Жеенбаева НАН КР и Кыргызско-Российского Славянского университета им. Б. Ельцина по адресу: 720071, г. Бишкек, пр. Чуй 265а

С диссертацией можно ознакомиться в Центральной научной библиотеке НАН Кыргызской Республики.

Автореферат разослан «_____» января 2017 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
д. ф-м. н.

Фоломеев В. Н.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы диссертации. В настоящее время методы голографии используются не только в различных отраслях науки, но и находят самое широкое применение в технике, при разработке новых технологических процессов и т. д. Т. е. несомненна важность и *актуальность* любого продвижения в направлении создания новых методов записи и восстановления голограмм, позволяющих, с одной стороны, упростить голографический процесс, с другой стороны максимально его ускорить.

В голографическом процессе в зависимости от взаимного расположения источников опорных и предметных волн, регистрирующих сред, а также формы фронтов этих волн и параметров регистрирующих сред записанные голограммы будут иметь самые различные свойства. Указанные признаки определяют методы классификации основных типов голограмм, таких как осевая Габора, внеосевая Лейта, Фурье, радужная Бентона и объемная Денисюка. Запись этих голограмм требует специальных голографических установок, лазеров и регистрирующих сред, т. е. сопряжена с большими материальными затратами. В настоящее время найден альтернативный путь – компьютерное моделирование голографических процессов. В данной работе исследуются методами компьютерного моделирования новый метод записи радужных голограмм (метод бесцелевой радужной голографии). Данный метод представляет собой сочетание методов записи голограмм Габора и Лейта. Голограммы, записанные по этому методу, обладают одновременно свойствами голограмм Габора, Лейта, Фурье, Бентона и некоторыми другими новыми свойствами. Компьютерное моделирование записи голограммы по данному методу позволяет без больших материальных затрат исследовать возможности этого метода, что в свою очередь даст возможность ускорить процесс широкого внедрения этого метода с целью использования его на практике.

Важный аспект изучения голографических процессов на основе метода бесцелевой голографии – это использование эффекта саморепродуцирования регулярных объектов в его голографическом варианте, проявляющегося при освещении голограммы, записанной по данному методу, для целей интерферометрии.

Интерференционные явления обладают высокой чувствительностью, чувствительность их очень высока, они безинерционны по своей природе, позволяют осуществлять неразрушающий контроль исследуемых сред и объектов. Все эти качества явились причиной широкого использования интерференционных методов, как в научных целях, так и на практике.

Методы интерферометрии позволяют исследовать такие сложные динамические прозрачные среды, как аэродинамические потоки, высокотемпературную и низкотемпературную плазму с постоянно изменяющимися во времени и пространстве характеристиками, распределение плотностей и температур в атмосфере и в водоемах и др. Использование общеизвестных методов интерферометрии для исследования таких сред не позволяет получать всеобъемлющую

информацию об этих средах, так как исследования обычно проводятся интерферометрами, имеющими одно значение чувствительности. Если, к примеру, использовать интерферометры, основанные на эффекте саморепродуцирования, то, обладая таким ярко выраженным преимуществом, как слабая реакция на амплитудную модуляцию - важнейший фактор при изучении изменяющихся сред – они, тем не менее, имеют такой недостаток, как низкая чувствительность. Высокая чувствительность, позволяющая фиксировать даже самые слабые изменения характеристик динамических сред – это методы голографической интерферометрии. Однако, особенность изменяющихся во времени сложных прозрачных сред заключается в том, что их необходимо исследовать, одновременно, интерферометрами различной чувствительности. Такой подход позволяет получать наиболее полную информацию об исследуемой среде. В случае изменяющихся во времени сложных прозрачных сред для их исследования необходимо одновременно использовать целый комплекс интерферометров различной чувствительности. При этом, обязательно возникают проблемы согласования во времени работы этих интерферометров, что делает задачу точного исследования таких сред достаточно проблематичной, а интерферометрические комплексы, используемые в этом случае, громоздкими и сложными. Отсюда вытекает несомненная *актуальность* задачи разработки интерферометра, который позволял бы получать информацию в реальном времени об исследуемой среде как в низкочувствительном диапазоне чувствительности, так и в режиме высокочувствительного голографического интерферометра. Интерферометр, обладающий такими характеристиками - его чувствительность должна изменяться в достаточно широком диапазоне, должен обладать выходными каналами, через которые выводится интерферометрическая информация, полученная как в режиме высокой, так и низкой чувствительностей.

Интерферограммы, которые получают в выходных каналах голографических интерферометров, очень сложны с точки зрения их дешифровки. По этой причине *актуальной* является задача разработки достаточно простого и эффективного метода предварительной обработки таких интерферограмм, с целью их дальнейшей дешифровки.

Цель и задачи исследования.

Разработка теоретических моделей голографических процессов на основе бесщелевого метода.

В ходе выполнения работы решались следующие основные задачи:

1. Разработка математической модели процессов записи и восстановления голограмм трехмерных объектов, основывающейся на упрощении дифракционного интеграла Кирхгофа до двумерного преобразования Френеля посредством пересчета распределений и фаз по поверхности трехмерного объекта на плоскость, касающуюся этого объекта, что позволяет использовать методы геометрической оптики при расчетах.

2. Разработка математической модели процессов записи и восстановления радужных голограмм, в которой используется второй опорный пучок, что позволяет исключить вспомогательную щель при записи голограмм.

3. Теоретическое обоснование обобщенного эффекта саморепродуцирования в голографии, существенным отличием которого от обычного эффекта саморепродуцирования является наличие последовательностей саморепродукций регулярного объекта во всех трех дифракционных порядках восстанавливаемой голограммы регулярного объекта, причем эти последовательности возникают как в мнимом, так и в действительном областях пространства.

4. Разработка математической модели универсального голографического интерферометра с несколькими выходными каналами для исследования сложных отражающих и пропускающих сред.

5. Разработка математической модели процесса формирования изображений оптическими системами в некогерентном свете, основывающейся на предположении о линейности преобразования для значений интенсивности светового поля.

Научная новизна полученных результатов.

1. Разработана методика перехода от трехмерной задачи голографии к ее двумерному виду методами геометрической оптики.

2. Впервые предложено математическое обоснование возможности записи и восстановления радужных голограмм без использования вспомогательной щели.

3. Впервые обнаружено и математически обосновано возникновение эффекта саморепродуцирования при восстановлении голограммы регулярного объекта во всех дифракционных порядках как мнимого, так и действительного областей пространства.

4. Впервые предложена математическая модель универсального голографического интерферометра с несколькими выходными каналами различной чувствительности, предназначенного для исследования как отражающих, так и пропускающих сред, имеющих сложную структуру или поверхность.

5. Впервые предложена математическая модель формирования изображений некогерентным излучением на основе линейного преобразования интенсивности света.

Практическая значимость полученных результатов.

1. Методика пересчета трехмерной задачи голографии к двумерному варианту позволяет перейти от расчета световых полей при посредстве интеграла Кирхгофа к расчетам с использованием интегралов Френеля или Фурье. Такой переход позволяет значительно сократить вычислительные ресурсы при численных расчетах и существенно ускорить голографический процесс при моделировании его на компьютере, что имеет важнейшее значение при разработке методов цифровой голографической интерферометрии реального времени.

2. Моделирование процесса записи радужных голограмм позволяет изучать свойства этих голограмм без использования дорогостоящей оптической аппаратуры, позволяет синтезировать такие голограммы с использованием компьютера, и, в случае экспериментальной реализации модели, позволяет на этапе записи голограмм значительно сократить время экспозиции, а при восстановлении таких голограмм существенно увеличить угол обзора восстановленных изображений

3. Эффект саморепродуцирования, возникающий при восстановлении голограммы регулярного объекта, был использован при разработке универсального голографического интерферометра.

4. Предложенная математическая модель универсального голографического интерферометра может быть использована при разработке голографического интерферометра, предназначенного для исследования отражающих сред со сложной структурой поверхности и сложных прозрачных сред статического или динамического характеров.

5. Математическая модель формирования изображений некогерентным светом и разработанная на основе этой математической модели компьютерная модель, позволяют исследовать воздействие различных aberrаций на работу некогерентной оптической системы. Кроме того модель может быть использована в системах машинной обработки интерферограмм, устройствах распознавания образов и других системах автоматизированной обработки информации.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту.

1. Математическая модель процессов записи и восстановления голограмм трехмерных объектов, основывающаяся на упрощении дифракционного интеграла Кирхгофа до двумерного преобразования Френеля посредством пересчета распределений и фаз по поверхности трехмерного объекта на плоскость, касающуюся этого объекта. Предложенная модель позволяет значительно сократить затраты машинного времени и существенно ускорить голографический процесс при моделировании его на компьютере, что имеет важнейшее значение при разработке методов цифровой голографической интерферометрии реального времени.

2. Математическая модель процессов записи и восстановления радужных голограмм, в которой используется второй опорный пучок, что позволило исключить вспомогательную щель при записи голограмм. Предложенная модель позволяет на этапе записи голограмм значительно сократить время экспозиции, а при восстановлении таких голограмм существенно увеличить угол обзора восстановленных изображений.

3. Теоретическое обоснование обобщенного эффекта саморепродуцирования в голографии, существенным отличием которого от обычного эффекта саморепродуцирования является наличие последовательностей саморепродукций регулярного объекта во всех трех дифракционных порядках восстанавливаемой голограммы регулярного объекта, причем эти последовательности возникают как в мнимом, так и в действительном областях пространства.

4. Математическое моделирование универсального голографического интерферометра с несколькими выходными каналами на основе метода записи голограмм бесщелевым способом. Предложенная модель интерферометра позволяет исследовать как сложные фазовые среды, в том числе динамического характера, так и отражающие объекты с нерегулярной, сложной поверхностью.

5. Математическое моделирование процесса формирования изображений оптическими системами в некогерентном свете, основывающееся на предположении о линейности преобразования для значений интенсивности светового поля. Модель позволяет вводить в оптическую систему аберрации различного вида, что приближает ее к реальной оптической системе.

Личный вклад соискателя.

Личным вкладом автора является постановка задач, разработка математических и компьютерных моделей голографических процессов на основе бесщелевого метода записи радужных голограмм, а также анализ полученных результатов.

Апробация результатов исследования.

Основные результаты диссертации докладывались: международная конференция «Развитие информационно-коммуникационных технологий в информационном обществе», Бишкек, 2004 г.; республиканская научная конференция, посвященная Всемирному году физики и 80-летию профессора Л. В. Тузова, Бишкек, 2005 г.; международная научно-техническая конференция «Инновации в образовании, науке и технике», Бишкек, 2006 г.; международная научно-практическая конференция «Информационные технологии в образовании: состояние, проблемы и перспективы», Бишкек, 2011 г.; II Международная конференция «Оптика и фотоника-2013», Самарканд, 2013 г.; International conference on IT Promotion in Asia (ITPA 2014), Bishkek, Kyrgyzstan, 2014 г.; научно-практическая конференция «Строительное образование и наука Кыргызстана; перспективы интеграции, инновации и партнерства», Бишкек, 2014 г.; международная научно-практическая конференция «Современное состояние физико-технических проблем и материаловедения», посвященная 60-летию академика К. М. Жумалиева, Бишкек, 2016 г.

Полнота отражения результатов диссертации в публикациях.

Основные результаты исследований опубликованы в 42 публикациях, включая 2 монографии.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, 6 глав, заключения, списка литературы, содержащего 197 наименований. Общий объем диссертации составляет 254 страниц, 98 рисунков.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении раскрывается и обосновывается актуальность темы диссертации, излагаются цель, научная новизна и практическая ценность работы, до-

стоверность полученных результатов, а также положения, выносимые на защиту.

В первой главе:

1. Проведен обзор основных интерферометров, используемых в классической интерферометрии.

Рассмотрены двухлучевые интерферометры, основанные на принципах деления фронта волны, такие как интерферометры Рэлея, звездный интерферометр Майкельсона и его современные модификации. Также рассмотрены интерферометры, основанные на принципе деления амплитуды, такие как интерферометры Физо, Жамена и Маха-Цандера. Обзор указанных интерферометров показал, что указанные интерферометры достаточно эффективны только для контроля деталей оптических систем простой формы и других несложных измерений.

Также проведен обзор многолучевых интерферометров. Плоскопараллельные пластины, или, как вариант, клиновидные, имеющие поверхности с очень высоким коэффициентом отражения ρ – это простейшая схема многолучевого интерферометра. Падающая на пластинки световая волна амплитудно делится по всему фронту. Результат деления интерферирует, порождая многолучевую интерференцию. Поверхности пластин не только отражают падающий свет, но и частично пропускают, и это пропускание можно задать коэффициентом τ . Ну и, наконец, часть световой энергии поглощается поверхностями пластинок. Такое поглощение можно определить коэффициентом α . Из сказанного можно сделать вывод, что $\rho + \tau + \alpha = 1$.

Рассмотрим процесс образования интерференционных полос в многолучевом интерферометре (рис. 1).

Две параллельные, направленные друг к другу поверхности S_1 и S_2 , в

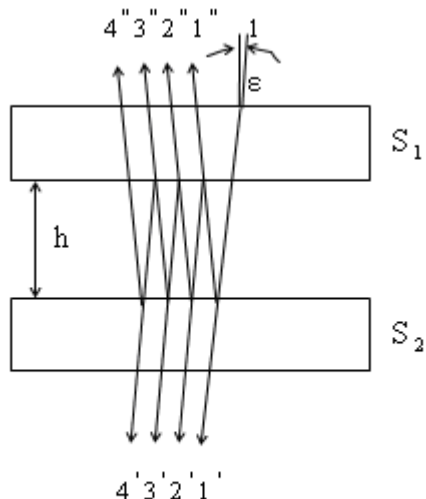


Рис. 1. Многолучевая интерференция в плоскопараллельной пластинке

общем случае полупрозрачные, имеющие коэффициент пропускания τ и коэффициент отражения ρ , образуют воздушную пластинку толщиной h . На эту пластинку падает под углом ε параллельный пучок света (на рисунке показан один из этих лучей 1). Многократное отражение от зеркальных поверхностей S_1 и S_2 приводит к делению амплитуды падающей световой волны и образованию множества когерентных интерферирующих лучей, причем любая пара лучей имеет одну и ту же разность хода. В отраженном свете это лучи $1'', 2'', 3'', \dots$, в проходящем свете это лучи $1', 2', 3', \dots$

Сложение этих лучей приводит к образованию многолучевой картины интерференции.

Обзор показал, что интерференционные максимумы в картине, получающейся на выходе таких интерферометров, имеют ширину, которая значительно меньше расстояния между этими максимумами, и это является важнейшим свойством многолучевой картины интерференции. Такая особенность многолучевой картины интерференции дает возможность измерять разность хода с меньшей погрешностью, результатом чего является резкое повышение чувствительности в сравнении с двухлучевыми интерферометрами.

Основные выводы, которые были сделаны по результатам обзора классических интерферометров, это то, что при всех достоинствах классических методов интерферометрии, всем им присущи следующие недостатки: а) необходимость использования высококачественной оптики; б) отсутствие дифференциальности во времени, т. е. возможности разделять интерферирующие волны не в пространстве, а во времени - отсюда невозможность работать с фазовыми средами динамического характера и отражающими объектами с изменяющимися во времени характеристиками поверхности; в) возможность работать только с объектами простой формы.

2. Проведен обзор основных схем записи радужных голограмм и проанализированы методы голографической и тальбот - интерферометрий пропускающих и отражающих объектов, проведен анализ современного состояния исследований по эффекту Тальбота.

Особенностью радужных голограмм является то, что они восстанавливаются в белом свете, от обычных источников. Такая способность этих голограмм позволяет получить яркие, насыщенные всеми цветами изображения записанных объектов. Первая, по времени, схема записи радужных голограмм, предложенная Бентоном, состояла из двух ступеней. Первая ступень этой схемы представляет собой обычную, внеосевую схему записи голограммы. На второй ступени предложенной схемы с узкой полосы первой голограммы восстанавливается действительное изображение, которое и регистрируется на второй голограмме. Если использовать узкую апертурную щель на второй ступени указанной схемы, то требования по когерентности света, используемого для восстановления голограммы, становятся несущественными. Важнейшим преимуществом рассмотренной схемы записи голограммы является то, что в этом случае изображение объекта, записанного в голограмме, восстанавливается естественным светом в цветах радуги.

К недостаткам этой схемы записи можно отнести следующие моменты:

1. Устройство записи, используемое в этой схеме, является громоздким и трудоемким в использовании, причем для каждой ступени записи голограммы требуются отдельные оптические устройства;

2. Из-за узости апертурной щели время экспозиции голограммы на второй ступени записи возрастает на 2-3 порядка.

В работах Гровера С. и Чена Х. была предложена более простая схема записи радужных голограмм, состоящая из одной ступени и названная одноступенчатой схемой записи. В отличие от схемы Бентона, состоящей из двух ступеней, и в которой как объект рассматривают действительное изображение

предмета, получающееся при восстановлении голограммы, полученной на первой ступени записи, в одноступенчатой схеме происходит запись изображения объекта, которое проецируется с помощью линзы сквозь узкую щель на плоскость голограммы. Простота этой схемы в сравнении с двухступенчатой схемой очевидна. Незначительно изменяя схему записи голограммы, можно при ее восстановлении получать изображения объекта либо в псевдоскопической, либо в ортоскопической форме.

Однако у этого метода остается общий для схем записи радужных голограмм недостаток – в них присутствуют узкие апертурные щели, что приводит к резкому увеличению времени экспозиции при записи голограмм и, в свою очередь, повышает требования к качеству используемого оптического оборудования.

Попытка избавиться в схеме записи радужных голограмм от реальной щели привела к разработке схем записи радужных голограмм без использования реальной щели, путем создания щелевидной функции. Для получения щелевидной функции предлагается перемещать непрерывно или дискретно волну, создаваемую предметом, либо сам предмет или диффузор, который располагают перед предметом. В данной схеме предметная волна не обрезается и используется полностью. Однако для формирования синтезированной щели необходимо сложное кинематическое устройство, позволяющее перемещать по определенному закону объект, объектный луч или изображающую линзу. Обзор известных схем записи радужных голограмм ставит задачу разработки схемы записи радужных голограмм, в которой исключены как реальная, так и синтезированная щели.

Большая часть основных положений теории, практических вопросов и потенциальных возможностей интерференционно-голографического метода была освещена в ранних работах Хормана, Пауэлла и Стетсона, Хефлингера, Вуеркера и Брукса (1965). На сегодняшний день методы голографической интерферометрии, широко используются при исследованиях фазовых сред. Несомненным преимуществом голографической интерферометрии перед классической является возможность сравнивать волны, сформированные в разные моменты времени. Голография – линейный процесс в том смысле, что она позволяет зарегистрировать последовательно во времени две или более оптические волны, которые впоследствии могут быть восстановлены одновременно. Поэтому с ее помощью можно производить суммирование, вычитание или даже усреднение во времени совокупности волн. В обзоре рассмотрены и проанализированы все существующие на сегодняшний день методы голографической интерферометрии, такие как методы реального времени, двух экспозиций, сдвиговый и др. Однако, проведенный анализ существующих схем голографических интерферометров показал, что, обладая высокой чувствительностью, такие интерферометры наиболее эффективны при исследованиях объектов, среды (для пропускающих объектов) или поверхности (для отражающих объектов) которых, имеют слабо меняющийся градиент неоднородностей. При исследованиях сред с быстро меняющимся градиентом неоднородностей желательно исполь-

зовать менее чувствительные методы интерферометрии, такие, как методы тальбот-интерферометрии. Из обзора методов тальбот-интерферометрии следует, что их возможности ограничены рамками объектов, имеющих сильные перепады характеристик среды или поверхности. Эффективность этих методов, без сочетания их с более высокочувствительными методами при исследованиях сложных фазовых сред или поверхностей с быстро меняющимися характеристиками довольно низкая. Далее, основываясь на результатах проведенного обзора, ставится задача - создание интерферометра, сочетающего свойства низкочувствительного интерферометра Тальбота и высокочувствительные характеристики голографического интерферометра.

Во второй главе рассмотрен эффект саморепродуцирования регулярных объектов (рис.2), т. е. процесс безлинзового формирования изображений решетки, и проведен теоретический анализ особенностей этого эффекта при восстановлении голограммы регулярного объекта, записанного по методу бесщелевой радужной голографии (рис. 3). В основе эффекта саморепродуцирования, который проявляется при восстановлении голограммы регулярного объекта, записанного по методу бесщелевой радужной голографии, лежит обычный, не голографический эффект. Отсюда необходимость подробного математического анализа данного эффекта в его не голографическом проявлении.

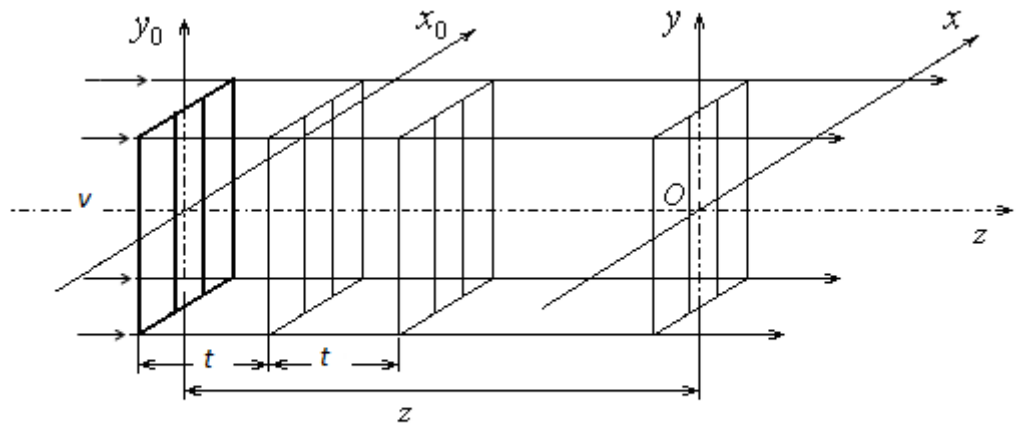


Рис. 2. Формирование последовательности саморепродукций одномерной решеткой. $t = \frac{2d^2}{\lambda}$ - постоянная саморепродуцирования; $z = nt (n=1, 2, \dots)$

Направим на решетку (возьмем простейшую одномерную решетку) параллельный пучок когерентного света. Решетку расположим в плоскости (x_0, y_0) таким образом, чтоб ее линии были параллельны оси Oy (рис. 2).

Для такой решетки коэффициент пропускания представляет собой ряд Фурье, в котором переменной является координата x

$$\sigma(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp(2\pi i n x / d), \quad (1)$$

здесь d – период решетки.

Параллельный пучок монохроматического света проходит перпендикулярно плоскости решетки параллельно оси z , причем амплитуда волны равна единице $v(x_0, y_0, z_0) = \exp(ikz_0)$. Решетка размещается в начале координат, т. е. $z_0 = 0$. В этом случае поле прямо перед решеткой равно $v(x_0, y_0, z_0^-) = 1$. Поле,

непосредственно за решеткой, можно рассматривать как произведение волновой функции на коэффициент пропускания решетки, что позволительно, принимая во внимание непрерывность волны:

$$v(x_0, y_0, z_0^+) = v(x_0, y_0, z_0^-) \sigma(x_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp(2\pi i n x / d). \quad (2)$$

Для расчета светового поля $v_z(x, y, z)$ на произвольном расстоянии z от решетки используем дифракционный интеграл в следующем виде

$$v_z(x, y, z) = \iint_{\infty} dx_0 dy_0 v(x_0, y_0) H(x - x_0, y - y_0) \quad (3)$$

где

$$H(x - x_0, y - y_0) = \iint_{\infty} \exp \left\{ i k \left[1 - (\eta \lambda)^2 - (\xi \lambda)^2 \right]^{0.5} \right\} z \times \\ \times \exp \left\{ i 2 \pi \left[\eta (x - x_0) + \xi (y - y_0) \right] \right\} d\eta d\xi \quad (4)$$

где $\kappa = 2\pi/\lambda$ - волновое число.

Решения для задач дифракции определяются соотношениями (3) и (4). Эти соотношения дают возможность получить выражение для комплексной амплитуды поля в направлении перпендикулярном оси распространения на удалении z через поле в пределах дифракционной области при $z = 0$. Вычислить указанный дифракционный интеграл в самом общем виде задача достаточно сложная. По этой причине выражение (4) необходимо упростить.

Приближение, которое используется в данном случае, называют параксиальным, или френелевским приближением. Данное приближение справедливо, когда размеры рассматриваемой области малы по сравнению с расстоянием z . С учетом этого приближения окончательно запишем для поля на расстоянии z от плоскости решетки

$$v_z(x, y, z) = \frac{\exp(ikz)}{ikz} \iint_{\infty} v(x_0, y_0, z_0^+) \exp \left\{ \frac{i\pi}{\lambda z} \left[(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 \right] \right\} dx_0 dy_0. \quad (5)$$

Выражение (5) – представляет собой дифракционный интеграл в виде преобразования Френеля, которое получается как параксиальное приближение общего дифракционного интеграла.

Для нашей задачи дифракционный интеграл (5) можно рассчитать аналитически. Данный расчет дает окончательное выражение для светового поля на произвольном удалении z от плоскости решетки в следующем виде

$$v_z(x, y, z) = \\ = \frac{\exp(ikz)}{ikz} \exp \left[i \frac{\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right] \exp \left[-i \frac{\pi}{\lambda z} (x^2 + y^2) \right] \lambda z \exp(i\pi/2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \times \\ \times \exp \left[i 2 \pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] = \frac{\lambda^2 \exp(ikz)}{i 2 \pi} \exp(i\pi/2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp \left[i 2 \pi \times \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right]. \quad (6)$$

Подставим в (6) значения $z = \frac{2d^2}{\lambda} m$. Значения поля в этих точках принимают следующий вид:

$$v_z(x, y, z) = \frac{\lambda^2 \exp(ikz)}{i2\pi} \exp(i\pi/2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp \left[i2\pi \times \left(\frac{nx}{d} - n^2 m \right) \right] =$$

$$= \frac{\lambda^2 \exp(ikz)}{i2\pi} \exp(i\pi/2) \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp(i2\pi nx/d) \exp(i2\pi n^2 m).$$

Из условия $n^2 m$ - целое, следует $\exp(i2\pi n^2 m) = 1$, и

$$v_z(x, y, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp(i2\pi nx/d).$$

Таким образом (6) показывает, что на расстояниях, которые задаются выражением $z = \frac{2d^2}{\lambda} m$, где $m = 1, 2, 3, \dots$, соотношение (6), с точностью до несущественных фазовых множителей, представляет собой соотношение для распределения поля непосредственно за решеткой (1). Т. е. на расстояниях кратных $t = \frac{2d^2}{\lambda}$ решетка как бы формирует свои изображения – возникает картина распределения светового поля, которая представляет собой последовательность изображений решетки - саморепродукций.

Эффект саморепродуцирования для голографического случая был обнаружен при разработке метода бесцелевой записи радужных голограмм. Главным отличием данного метода записи радужных голограмм является то, что в этом случае в обычную внеосевую схему записи Лейта-Упатниекса, помимо объектной V и опорной R волн, вводится дополнительная, соосная объектной волне, опорная волна Λ . Для распределения интенсивности светового поля вблизи плоскости голограммы в этом случае можно записать следующее соотношение

$$I = (V + \Lambda + R)^* (V + \Lambda + R) = (V^* V + \Lambda^* \Lambda + R^* R) + (V^* R + R^* V) + (V^* \Lambda + V \Lambda^*) + (\Lambda^* R + R^* \Lambda). \quad (7)$$

Влияние первого слагаемого можно устранить простым отбеливанием голограммы, которое оставляет только фазовую информацию.

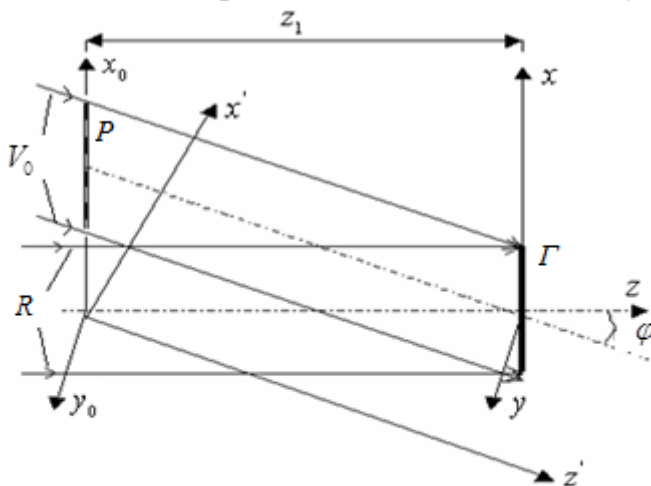


Рис. 3. Схема записи голограммы Γ периодического объекта P – одномерной линейной решетки.

R – опорная волна, V_0 – объектная волна

Слагаемые во второй скобке содержат информацию о голограмме Френеля, третья скобка – это голограмма Габора.

Особенностью пропускающих объектов (рис. 3) является то, что в этом случае объектную волну можно рассматривать, как совокупность двух составляющих: дифрагированной и недифрагированной частей. Недифрагированную часть можно рассматривать как соосную предметной волне опорную вол-

ну. Т. е. запись голограммы линейной решетки – это, по сути, схема записи бесщелевой радужной голограммы. По этой причине голограмма решетки, при ее восстановлении белым светом, дает четкое изображение решетки, расположенное в плоскости голограммы и окрашенное в радужные цвета. Если же голограмма восстанавливается, как обычно, исходной опорной волной, то в этом случае можно наблюдать эффект саморепродуцирования решетки в его голографическом проявлении.

В соответствии с методом Габора пропускающий коэффициент рассматриваемого транспаранта, в нашем случае это одномерная линейная решетка, можно рассматривать как сумму следующего вида

$$\sigma = \sigma_0 + \sigma_n, \quad (8)$$

где σ_0 - фиксированная составляющая пропускающего коэффициента решетки, имеющая нулевую пространственную частоту, а σ_n - составляющая, подвергшаяся дифракции, или слагаемое с ненулевой частотой. Согласно соотношению (6) объектное поле на удалении z от плоскости решетки имеет вид

$$\sigma_0 = b_0, \quad \sigma_n = \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} b_n \exp \left[i2x\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] \quad (9)$$

Расчет поля для этого случая в районе плоскости голограммы дает соотношение следующего вида

$$V_z(x, y, z) = V_0(x, y, z) + V_n(x, y, z) = l \exp(ikx \sin \varphi) b_0 + l \exp(ikx \sin \varphi) \times \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} b_n \exp \left[i2\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] \quad (10)$$

Для распределения интенсивности поля вблизи плоскости голограммы получаем соотношение

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |R + V_z|^2 = |R + V_0 + V_n|^2 = (R + V_0 + V_n)(R + V_0 + V_n)^* = \\ &= A^2 + A \exp(ikz) l^* \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} b_n \exp \left[-i2\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] \exp(-ikx \sin \varphi) + \\ &+ A \exp(-ikz) l \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} b_n \exp \left[i2\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] \exp(ikx \sin \varphi) + \frac{\lambda^4}{4\pi^2} b_0^2 + \frac{\lambda^4}{4\pi^2} b_0 \times \\ &\times \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} b_n \exp \left[-i2\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] + \frac{\lambda^4}{4\pi^2} b_0 \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} b_n \exp \left[i2\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] + \\ &+ \frac{\lambda^4}{4\pi^2} \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} b_n \exp \left[i2\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] \sum_{n=-\infty, n \neq 0}^{\infty} b_n \exp \left[-i2\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

Если осветить данную голограмму опорной волной $R = A \exp(ikz)$, которая использовалась при записи, то она восстанавливает за голограммой три луча, представляющих собой дифракционные порядки, направление которых определяется значением угла φ между лучами распространения опорной и объектной волн. Исследуем подробнее каждый из дифракционных порядков отдельно.

Направление, которое задается углом $-\varphi$, и которое можно рассматривать как -1 - ый порядок дифракции, распространяется волна, описываемая в

данном случае первым слагаемым в (11). Соотношение (11) показывает, что данное направление восстанавливает изображение решетки, являющееся действительным, но, при этом, сопряженным. Сопряженная решетка представляет собой изображение решетки со смещенной на полпериода по отношению к исходному объекту фазой.

Рассмотренное соотношение также показывает, что, кроме обычного действительного изображения решетки, которое восстанавливается там, где и необходимо восстанавливаться действительному изображению при использовании внеосевой схемы записи голограммы, происходит восстановление всей последовательности саморепродукций решетки, которая простирается не только в области действительного пространства, но и в пространство перед решеткой, т. е. в мнимое пространство.

Рассмотрим +1 -й порядок дифракции. Этот порядок соответствует распространению световой волны в направлении $+\theta$ относительно перпендикуляра к плоскости голограммы и описывается соотношением

$$L \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n \exp \left[i2\pi \left(\frac{nx}{d} - \frac{n^2 \lambda z}{2d} \right) \right] \exp(ikx \sin \varphi) \quad (12)$$

В этом направлении восстанавливается мнимое изображение записанной решетки. Последовательность саморепродукций и в этом случае простирается из мнимой области пространства в действительную область. Соотношение (11) также показывает, что, если процесс восстановления осуществить с помощью волны $R = A \exp(-ikz)$, сопряженной исходной опорной волне, то в этом случае действительное и мнимое изображения объекта в ± 1 порядках дифракции меняются местами. Если принять во внимание тот факт, что последовательности саморепродукций решетки размещаются по всему пространству, и в мнимой, и в действительных частях, а саморепродукцию можно рассматривать как обычное изображение решетки, то восстановление голограммы как прямой, так и сопряженной волнами, позволяет нам одновременно видеть две последовательности саморепродукций в ± 1 порядках дифракции.

Из выражения (11) можно определить координаты положений саморепродукций:

для +1 порядка дифракции координаты определяются соотношением

$$z_1 = -z_r + \frac{2d^2}{\lambda} k, \quad (13)$$

здесь $k = l, l = 0, 1, 2, 3, \dots$, z_r - координата плоскости голограммы;

-1 порядок дифракции:

$$z_1 = \frac{2d^2}{\lambda} n + \left[z_r - \text{int} \left(\frac{z_r}{t} \right) t \right], \quad (14)$$

здесь $t = \frac{2d^2}{\lambda}$ - постоянная саморепродуцирования, $n = l/2$, ($l = 0, 1, 2, 3, \dots$);

0-ой порядок дифракции:

$$z_1 = \frac{2d^2}{\lambda} n + \left[z_r - \text{int} \left(\frac{z_r}{t} \right) t \right]. \quad (15)$$

В главе три показано с помощью математической модели, что эффект саморепродуцирования, проявляющийся при восстановлении голограммы регулярного объекта, записанной по методу бесщелевой радужной голографии, может быть использован при разработке универсального голографического интерферометра для исследования, как пропускающих сред сложного вида, так и отражающих объектов.

Принцип работы универсального голографического интерферометра сходен с принципом работы обычного интерферометра на основе эффекта саморепродуцирования. Важнейшее отличие заключается в том, что вместо второй линейной решетки располагают голограмму линейной решетки и объекта – отражающего или пропускающего. Обобщенная схема записи голограммы, которая используется в универсальном голографическом интерферометре, показана на рис. 4.

Как для отражающих, так и для пропускающих объектов объектное поле в плоскости голограммы находится как световое поле, прошедшее сквозь решетку и умноженное на коэффициент отражения или коэффициент пропускания объекта. Однако, каждый из этих случаев имеет свои особенности, которые необходимо учитывать.

Для отражающих объектов поле, отраженное от объекта, имеет вид

$$V(x_2, y_2, z_2^+) = V(x_2, y_2, z_2^-) \sigma(x_2, y_2), \quad (16)$$

где $V(x_2, y_2, z_2^-)$ - волна, прошедшая сквозь решетку и падающая на объект;

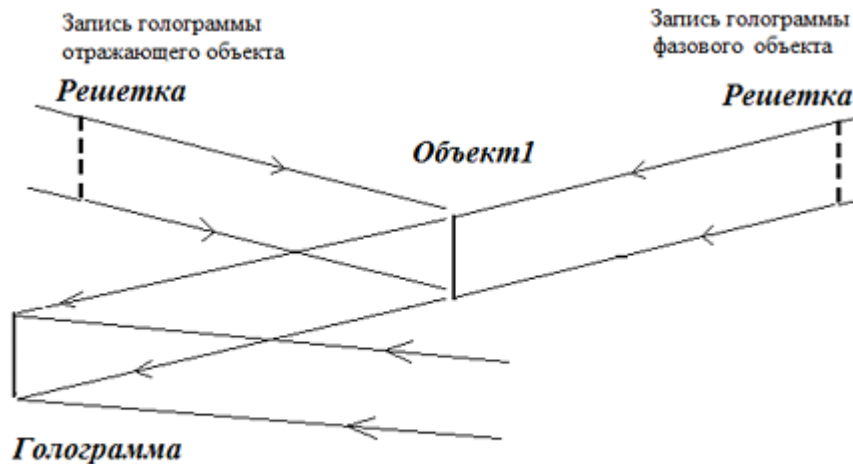


Рис. 4. Обобщенная схема записи голограмм отражающих и пропускающих объектов

$\sigma(x_2, y_2)$ - коэффициент отражения объекта, вид которого определяется особенностями светового поля, падающего на отражающую поверхность и, также, характеристиками самой отражающей поверхности, (x_2, y_2, z_2) - координаты, соответствующие плоскости объекта.

Для пропускающих объектов световое поле за объектом также определяется соотношением (16), только $\sigma(x_2, y_2)$ в данном случае представляет собой коэффициент пропускания среды.

Представим коэффициент пропускания решетки как сумму $\sigma_p = \sigma_{0p} + \Delta\sigma_p$, а коэффициент отражения или коэффициент пропускания исследуемого объекта как сумму $\sigma(x_2, y_2) = \sigma_0 + \Delta\sigma(x_2, y_2)$, где первые слагаемые представляют собой недифрагированные составляющие коэффициентов, а вторые – дифрагированные составляющие этих коэффициентов. В этом случае световое поле, прошедшее сквозь решетку и отразившееся или прошедшее сквозь объект, можно представить как сумму четырех волн

$$W = W_1 + W_2 + W_3 + W_4. \quad (17)$$

Здесь

$$W_1 = 0,5 \exp(ikz_3) b_0 \sigma_0, \quad (18)$$

$$W_2 = 0,5 \exp(ikz_3) \sigma_0 \sum_{s=-\infty, s \neq 0}^{\infty} b_s \exp \left[i2\pi \left(\frac{x_2 s}{d} - \frac{s^2 \lambda z_3}{2d^2} \right) \right], \quad (19)$$

$$W_3 = b_0 \frac{\exp(ikz_3)}{2i\lambda(z_3 - z_2)} \times \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\sigma(x_2, y_2) \exp \left\{ \frac{ik}{2(z_3 - z_2)} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} dx_2 dy_2, \quad (20)$$

$$W_4 = \frac{\exp(ikz_3)}{2i\lambda(z_3 - z_2)} \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta\sigma(x_2, y_2) \times \sum_{s=-\infty, s \neq 0}^{\infty} b_s \exp \left[i2\pi \left(\frac{x_2 s}{d} - \frac{s^2 \lambda z_2}{2d^2} \right) \right] \exp \left\{ \frac{ik}{2(z_3 - z_2)} [(x_3 - x_2)^2 + (y_3 - y_2)^2] \right\} dx_2 dy_2. \quad (21)$$

(x_2, y_2, z_2) - координаты, соответствующие плоскости объекта, (x_3, y_3, z_3) - координаты плоскости голограммы.

При записи голограммы также используется плоская опорная волна $R = A \exp(-i\theta)$, где θ - угол между опорной и предметной волнами.

Из (18) – (21) видно, что слагаемые W_1 и W_2 информацию об объекте не несут, а потому могут быть устранены методами пространственной фильтрации. В этом случае интенсивность световой волны в плоскости голограммы, а, следовательно, и коэффициент пропускания голограммы имеет вид

$$I = W_3 W_3^* + W_3 W_4^* + W_3 A e^{i\theta} + W_4 W_3^* + W_4 W_4^* + W_4 A e^{i\theta} + W_3^* A e^{-i\theta} + W_4^* A e^{-i\theta} + A^2. \quad (22)$$

Восстановление этой голограммы имеет одну важную особенность. Голограмма восстанавливается одновременно двумя световыми волнами: исходной опорной волной и искаженной при отражении или прохождении сквозь измененный объект предметной волной следующего вида

$$W' = W_3' + W_4'.$$

Восстановление голограммы формирует световое поле следующего вида

$$V = I(W'_3 + W'_4 + Ae^{-i\theta}) = (W_3^* A^2 + W_4^* A^2) e^{-i2\theta} + (W_3^* W'_3 A + W_4^* W'_3 A + W_3^* W'_4 A + W_4^* W'_4 A + W_3 W_3^* A + W_3 W_4^* A + W_4 W_3^* A + W_4 W_4^* A + A^3) e^{-i\theta} + (W_3 W_3^* W'_3 + W_3 W_4^* W'_3 + W_4 W_3^* W'_3 + W_4 W_4^* W'_3 + A^2 W'_3 + W_3 W_3^* W'_4 + W_3 W_4^* W'_4 + W_4 W_3^* W'_4 + W_4 W_4^* W'_4 + A^2 W'_4 + W_3 A^2 + W_4 A) e^{i0} + (W_3 W'_3 A + W_4 W'_3 A + W_3 W'_4 A + W_4 W'_4 A) e^{i\theta}. \quad (23)$$

Из соотношения (23) следует, что при восстановлении голограммы возникают четыре волны, которые распространяются вдоль направлений, определяемых углами $-2\theta, -\theta, 0$ и θ (рис.5).

Оценим вид световых полей для каждого из направлений 1 2, 3, 4 в отдельности.

Световое поле в направлении 1 задается соотношением

$$V_1 = (W_3^* + W_4^*) A^2 = (W_3 + W_4)^* A^2 e^{-i2\theta}. \quad (24)$$

Соотношение (24) указывает, что в данном канале восстанавливается действительное, но при этом сопряженное изображение исходного, комплексного объекта, представляющего собой сочетание линейной решетки и исходного неискаженного фазового объекта. Решетка искажена объектом, что позволяет сделать качественную оценку о виде поверхности или среды исследуемого объекта.

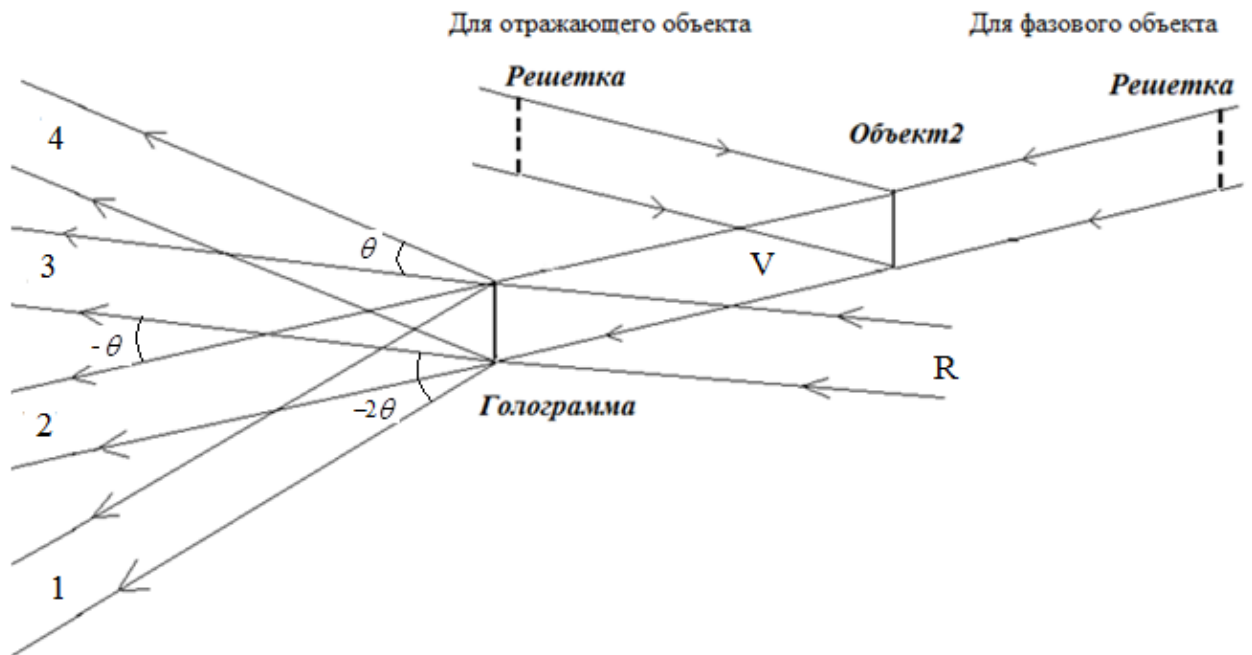


Рис. 5. Принципиальная схема универсального голографического интерферометра для исследования отражающих и пропускающих объектов

В соответствии с (23) световое поле вдоль луча 2 задается соотношением

$$V_2 = W_3^* W'_3 A + W_4^* W'_3 A + W_3^* W'_4 A + W_4^* W'_4 A + W_3 W_3^* A + W_4 W_3^* A + W_4 W_4^* A + A^3 = \left[(W_3 + W_4)^* (W_3 + W_4 + W'_3 + W'_4) + A^2 \right] A. \quad (25)$$

Сомножитель $W_3 + W_4 + W'_3 + W'_4$ - это сумма изображений объекта в исходном и измененном под внешним воздействием состояниях, которые восстанавливаются в области пространства за голограммой, т. е. это действительные изображения. Картина, которая возникает в этом канале – это суперпозиция двух волн от одного объекта в двух разных состояниях, т. е. это интерферограмма, несущая информацию об изменениях исследуемого объекта. Сильно усложняет интерференционную картину в данном дифракционном порядке тот факт, что на указанную интерференционную картину воздействует корреляция сомножителя $(W_3 + W_4^*)$, представляющего собой сопряжение изображению начального объекта, который, в свою очередь, представляет собой комплекс двух объектов: исследуемый фазовый объект и вспомогательная линейная решетка. Окончательно можно рассматривать картину в этом канале как сложную интерферограмму, которая промодулирована изображением линейной решетки – картина муара.

При рассмотрении световых волн в данном канале необходимо учитывать эффект саморепродуцирования, в соответствии с которым, помимо основного изображения решетки, восстанавливается, восстанавливается, по сути, бесконечный ряд изображений решеток. Данный факт позволяет получить контрастную интерференционную картину на любом расстоянии от голограммы, при условии, что экран помещается в одной из плоскостей саморепродукции. Как видно из ранее рассмотренного, данный канал является голографическим каналом высокой чувствительности, в котором сравниваются изображения фазового объекта в исходном и измененном состояниях.

Для нулевого дифракционного порядка, отмеченного как канал 3, световая волна, как видно из соотношения (23), может быть представлена в виде:

$$V_3 = W_3 W'_3 + W_3 W_4^* W'_3 + W_4 W_3^* W'_3 + W_4 W_4^* W'_3 + A^2 W'_3 + W_3 W_3^* W'_4 + W_3 W_4^* W'_4 + W_4 W_3^* W'_4 + W_4 W_4^* W'_4 + A^2 W'_4 + W_3 A^2 + W_4 A^2 = (W'_3 + W'_4)(W_3 + W_4)(W_3 + W_4)^* + A^2(W_3 + W_4 + W'_3 + W'_4). \quad (26)$$

Слагаемое $A^2(W_3 + W_4 + W'_3 + W'_4)$ в (26) можно рассматривать как суперпозицию световых волн, описывающих изображения исследуемого объекта в исходном и измененном состояниях. Данное слагаемое является интерференционной картиной, присутствующей в обычном голографическом интерферометре.

В первом слагаемом присутствует низкочастотная составляющая в виде муара, который виден на фоне голографической интерференционной картины высокой частоты. И низкочастотную, и высокочастотную составляющие в этом дифракционном порядке можно выделить в явном виде используя фильтры высокой и низкой частот. Наличие плоскостей саморепродукции линейной решетки позволяет снять проблему локализации интерференционной картины.

Волна в последнем канале 4 задается соотношением

$$V_4 = (W_3 W'_3 A + W_4 W'_3 A + W_3 W'_4 A + W_4 W'_4 A) = (W_3 + W_4)(W'_3 + W'_4)A. \quad (27)$$

Из сказанного видно, что рассмотренный интерферометр имеет четыре выходных канала различной чувствительности, причем проблема локализации интерференционной картины для каждого из каналов решена максимально просто, т. к. четкость картин наибольшая в плоскостях саморепродукций.

Также в данной главе представлены некоторые результаты моделирования на компьютере работы универсального голографического интерферометра. В основе этой компьютерной модели лежит математическая модель интерферометра, рассмотренная ранее.

Для ввода в компьютерную модель линейная решетка и исследуемые объекты предварительно подвергались дискретизации. Процесс дискретизации осуществлялся по самой простой схеме, при которой непрерывная функция $E(x, y)$, описывающая вводимый объект, замещалась соответствующей матрицей отсчетов $E(l, s)$. Отсчеты брались вдоль сторон прямоугольника с заданным шагом Δx и Δy в направлении вдоль осей x и y . Шаг дискретизации соотносился с требованиями теоремы отсчетов. Выполнение данного условия дает возможность без потерь восстановить изображение в случае обратного перехода от дискретной формы представления изображения к ее непрерывному виду. Обратный переход от матрицы отсчетов $E(l, s)$ к непрерывной функции $E(x, y)$ реализуется посредством интерполяции линейного вида для точек дискретизации. С точки зрения математики указанная операция представляет собой свертку последовательности следующего вида

$$E(x, y) = \sum_{l=0}^{M_x-1} \sum_{s=0}^{M_y-1} E(l, s) \delta(x - l\Delta x) \delta(y - s\Delta y) \quad (28)$$

с некоторой функцией интерполяции $\Psi(x, y)$. Достаточно эффективна в данном конкретном случае, т. е. в случае описания голографического процесса, так называемая sinc-функция, где $\text{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$. Эффективность указанной интерполирующей функции обусловлена тем фактом, что в случае дискретизации исходной функции по прямоугольной области (при дискретном описании функции $E(l, s)$ предполагается, что изменение функции происходит только в точках дискретизации, а в промежутках между ними значение функции остается постоянным (см. 28)) при Фурье - преобразовании выражения (28) мы получаем рассмотренную ранее свертку с sinc - функцией. Упомянутая в соотношении (28) функция $\delta(x)$ представляет собой дельта - функцию Дирака. Диапазоны изменений значений l и s , а также значения M_x и M_y задаются размерами транспаранта и шагом дискретизации. При условии, что $E(x, y)$ отлично от нуля в прямоугольной области $[-X_{\max}, X_{\max}; -Y_{\max}, Y_{\max}]$, получаем

$$M_x = \text{int}(2X_{\max}/\Delta x), \quad M_y = \text{int}(2Y_{\max}/\Delta y), \quad (29)$$

здесь int означает целую часть аргумента.

Восстановление голограммы осуществлялось посредством одновременного освещения ее первоначальной опорной волной и измененной предметной волной. Значение предметной волны в плоскости голограммы рассчитывалось

посредством преобразования Френеля. На конечном этапе голографического процесса получаем выражение для распределения световых полей в выходных каналах интерферометра воспользовавшись преобразованием Френеля от произведения

$$V = I(W'_3 + W'_4 + Ae^{-i\theta}) . \quad (30)$$

На рисунке 6 представлен пример формирования интерференционных картин в выходных каналах универсального голографического интерферометра для пропускающего объекта типа тонкая линза. Голограмма с записью исходного объекта и решетки восстанавливалась объектной волной, в которой первоначальная решетка разворачивалась в своей плоскости на некоторый угол. Угол разворота брался достаточно малым. На рис. 6 этот угол равен $\gamma = 0,06$ радиан.

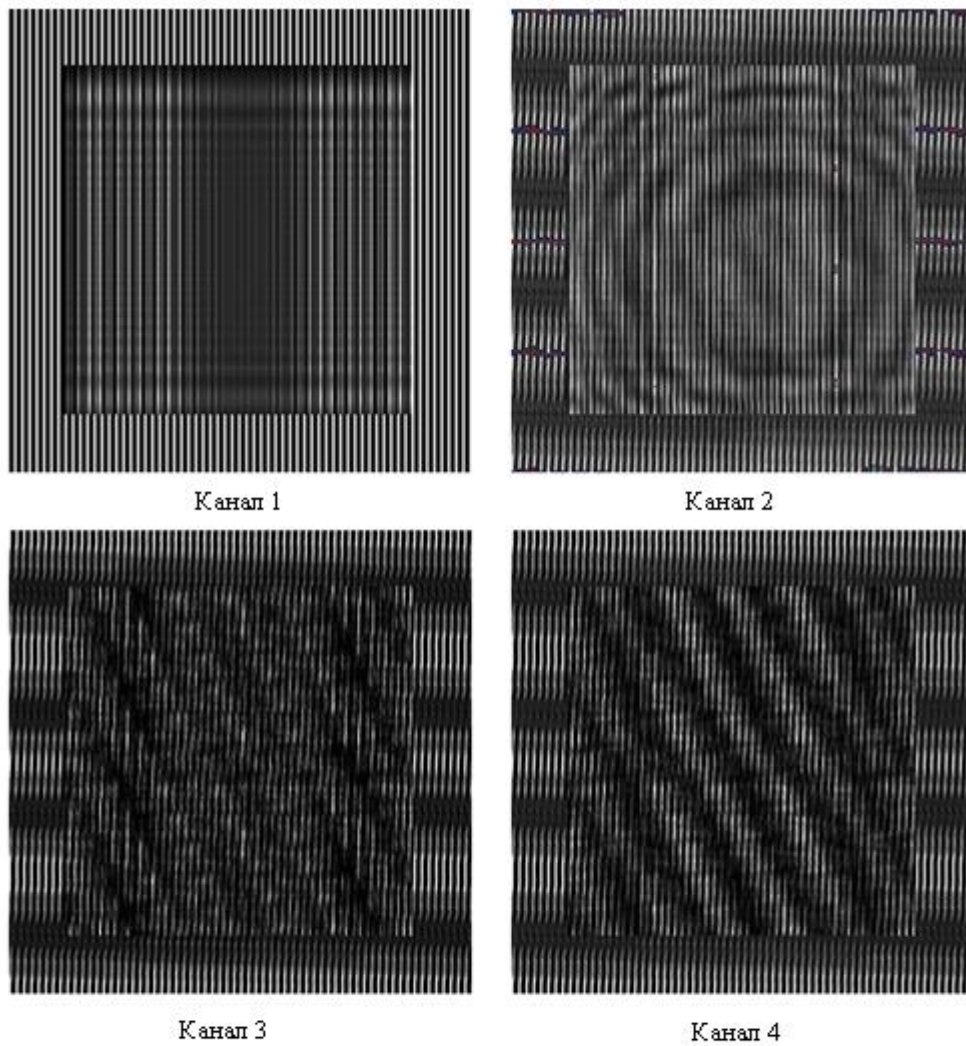


Рис. 6. Объект линза. Расстояние от плоскости голограммы до рассматриваемой плоскости $z = 8l$. Углы поворота исходной и конечной решеток, соответственно 0 рад. и 0,06 рад.

На рис. 6 внутренний квадрат представляет собой интерференционную картину при наличии фазовой среды. Вне внутреннего квадрата мы имеем картину интерференции, которая получается в отсутствии фазовой среды, при неизменности всех остальных параметров съемки интерферограммы. Рисунок

6 (канал 1) показывает, что в присутствии фазовой среды типа тонкая линза изображение решетки искажается. Данное искажение характеризуется тем, что происходит симметричное смещение линий решетки от центра интерференционной картины, которое сопровождается одновременным увеличением периода решетки. Искажение решетки в данном канале позволяет сделать качественную оценку характеристик тонкой линзы. Канал обладает низкой чувствительностью.

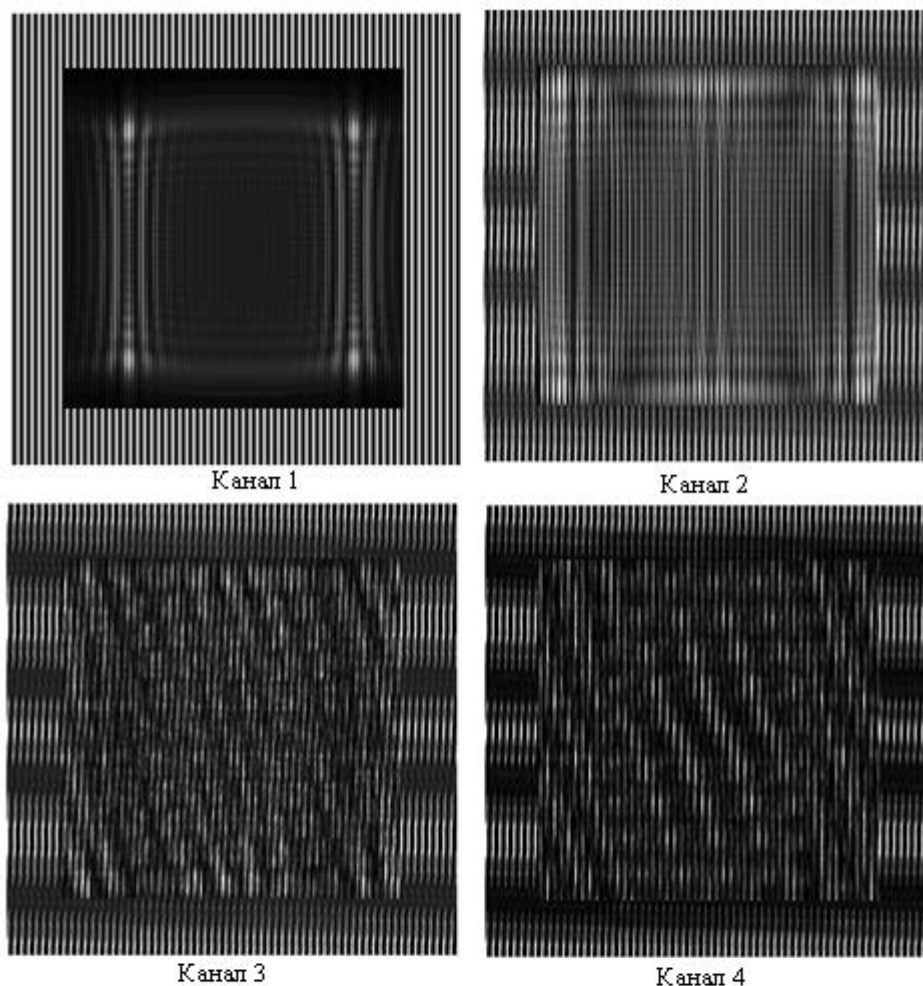


Рис. 7. Объект линза с наличием сферической аберрации.

Расстояние от плоскости голограммы до рассматриваемой плоскости $z = 8l$. Углы поворота исходной и конечной решеток соответственно 0 рад. и 0,06 рад.

В канале 4 присутствует интерференционная картина, представляющая собой наклонные линии муара. Данный канал подобен обычному интерферометру Тальбота, в котором информативной частью интерференционной картины является картина линий муара. Канал также обладает низкой чувствительностью.

В каналах 2 и 3, представляющих собой голографические каналы, складываются волны от исследуемой фазовой среды в исходном и измененном состояниях. Возникающая при этом интерференционная картина модулируется муаром, который возникает при формировании в данных каналах последова-

тельностью саморепродукций для решеток в исходном и повернутом состояниях. Эти каналы обладают высокой чувствительностью.

Результаты, которые были получены при работе компьютерной модели оптической системы формирования изображений в некогерентном свете, представлены на рисунках 7 и 8.

На рисунке 7 в исследуемый объект (линза) была введена сферическая aberrация. Рисунок 8 показывает интерференционные картины в выходных каналах интерферометра при введении в исследуемый объект aberrации типа кома.

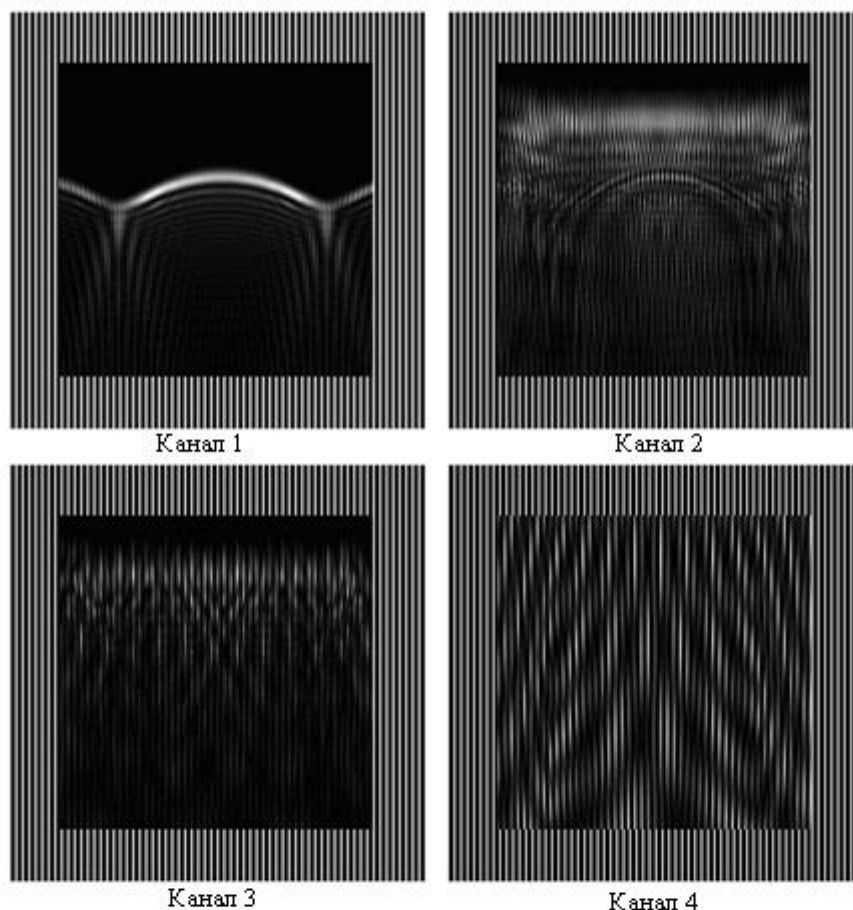


Рис. 8. Объект линза с наличием aberrации типа кома.

Расстояние от плоскости голограммы до рассматриваемой плоскости $Z=8 \text{ т}$. Углы поворота исходной и конечной решеток, соответственно, равны 0 рад. и 0 рад.

В главе четыре рассмотрена математическая модель оптической системы, работающей при некогерентном освещении. Компьютерная модель, разработанная на базе математической модели такой оптической системы, может быть использована в автоматизированных системах оптической обработки информации, в том числе при анализе сложных интерферограмм, получаемых на выходе универсального голографического интерферометра, принцип работы которого основан на методе бесщелевой радужной голографии.

Если для освещения объекта используется некогерентное освещение, то преобразующая оптическая система должна рассматриваться как линейная относительно интенсивности света система. При некогерентном освещении преобразование интенсивности света можно представить как свертку следующего вида

$$I_2(x_2, y_2) = g \iint_{\infty} |h(x_2 - x_1, y_2 - y_1)|^2 I_k(x_1, y_1) dx_1 dy_1, \quad (31)$$

здесь I_k - приближение геометрической оптики для интенсивности идеального изображения; h - импульсный отклик, т.е. амплитуда в плоскости размещения изображения для точки, имеющей координаты (x_2, y_2) , при воздействии на нее точечного источника, который расположен в точке (x_1, y_1) ;

g - действительная постоянная;

I_2 - значение интенсивности изображения в точке с координатами (x_2, y_2) .

Как показывает частотный анализ указанных оптических систем, в них реализуется линейное преобразование для значений интенсивности светового поля. Учитывая этот факт, можно ввести частотные спектры распределения значений I_k и I_2 , которые нормируются относительно идеального спектра, и значения которых задаются соотношениями:

$$\Omega_k(\xi, \eta) = \frac{\iint_{\infty} I_k(x_1, y_1) \exp[-i2\pi(\xi x_1 + \eta y_1)] dx_1 dy_1}{\iint_{\infty} I_k(x_1, y_1) dx_1 dy_1} \quad (32)$$

$$\Omega_2(\xi, \eta) = \frac{\iint_{\infty} I_2(x_2, y_2) \exp[-i2\pi(\xi x_2 + \eta y_2)] dx_2 dy_2}{\iint_{\infty} I_2(x_2, y_2) dx_2 dy_2} \quad (33)$$

Здесь ξ, η - координаты в частотной области. Подобным же образом можно нормировать передаточную функцию системы:

$$\Omega_2(\xi, \eta) = \frac{\iint_{\infty} |h(x_2, y_2)|^2 \exp[-i2\pi(\xi x_2 + \eta y_2)] dx_2 dy_2}{\iint_{\infty} |h(x_2, y_2)|^2 dx_2 dy_2}. \quad (34)$$

Если применить теорему свёртки к выражению (31), то получим соотношение

$$\Omega_2(\xi, \eta) = \Omega(\xi, \eta) \Omega_k(\xi, \eta). \quad (35)$$

Функция $\Omega(\xi, \eta)$ представляет собой передаточную функцию оптической системы (ОПФ).

Для известной оптической когерентной передаточной функции системы $G(\xi, \eta)$, можно рассчитать оптическую передаточную функцию по следующей формуле

$$\Omega(\xi, \eta) = \frac{\iint_{\infty} G(\mu', \tau') G^*(\mu' + \xi, \tau' + \eta) d\mu' d\tau'}{\iint_{\infty} |G(\mu', \tau')|^2 d\mu' d\tau'} , \quad (36)$$

здесь $G(\xi, \eta) = Fu\{h\}$ - Фурье - образ функции отклика h .

После замены переменных $\mu = \mu' + \frac{\xi}{2}$, $\tau = \tau' + \frac{\eta}{2}$ имеем выражение

$$\Omega(\xi, \eta) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} G\left(\mu - \frac{\xi}{2}, \tau - \frac{\eta}{2}\right) G^*\left(\mu + \frac{\xi}{2}, \tau + \frac{\eta}{2}\right) d\mu d\tau}{\iint_{-\infty}^{\infty} |G(\mu, \tau)|^2 d\mu d\tau}. \quad (37)$$

В случае когерентной системы

$$G(\xi, \eta) = Z(\lambda d_2 \xi, \lambda d_2 \eta),$$

здесь $Z(x, y)$ - функция зрачка; λ - средняя длина волны; d_2 - расстояние между линзой и изображением.

$$\Omega(\xi, \eta) = \frac{\iint_{-\infty}^{\infty} Z\left(\mu - \frac{\lambda d_2 \xi}{2}, \tau - \frac{\lambda d_2 \eta}{2}\right) Z\left(\mu + \frac{\lambda d_2 \xi}{2}, \tau + \frac{\lambda d_2 \eta}{2}\right) d\mu d\tau}{\iint_{-\infty}^{\infty} Z(\mu, \tau) d\mu d\tau}, \quad (38)$$

здесь в знаменателе Z^2 заменяем на Z , учитывая, что функция Z равна 1 или 0.

Выражение (38) описывает идеальную оптическую систему, в которой отсутствуют aberrации. При учете aberrации необходимо учитывать погрешность фазы в точке с координатами (x, y) в плоскости выходного зрачка как $kV(x, y)$, где k - волновое число, а V задает эффективную погрешность длины пути. В этом случае пропускающий коэффициент можно записать в виде

$$Z_j(x, y) = Z(x, y) \exp[ikV(x, y)] \quad (39)$$

$Z_j(x, y)$ - запись функции зрачка в общем виде. Если учесть aberrацию, то для когерентной передаточной функции можно записать соотношение:

$$G(\xi, \eta) = Z(\lambda d_2 \xi, \lambda d_2 \eta) \exp[ikV(\lambda d_2 \xi, \lambda d_2 \eta)]. \quad (40)$$

Зададим область перекрытия функций $Z\left(\mu - \frac{\lambda d_2 \xi}{2}, \tau - \frac{\lambda d_2 \eta}{2}\right)$ и $Z\left(\mu + \frac{\lambda d_2 \xi}{2}, \tau + \frac{\lambda d_2 \eta}{2}\right)$, как некоторую функцию $B(\xi, \eta)$.

Подынтегральная функция представляет собой произведение функций зрачка, которые сдвинуты относительно друг друга в направлении осей координат μ и τ соответственно на $\lambda d_2 \xi$ и $\lambda d_2 \eta$. Как видно из (38), эта функция не равна нулю только в той области, где перекрываются функции зрачка. Это происходит вследствие того, что в других местах значение одной из функций равно 1, а другой равно 0, либо оба значения равны 0.

Т. е. передаточная функция оптической системы в отсутствии aberrаций имеет вид:

$$\Omega(\xi, \eta) = \frac{\iint_{B(\xi, \eta)} d\mu d\tau}{\iint_{B(0,0)} d\mu d\tau}.$$

Интеграл $\iint_{B(0,0)} d\mu d\tau$ - это интеграл от функции зрачка в случае отсутствия смещения. Однако, мы считаем, что функция зрачка в области перекрытия равна 1, т. е. область перекрытия равна в этом случае площади зрачка. Все сказанное означает, что рассмотренный интеграл численно равен площади зрачка.

Учет наличия аберраций дает нам следующее выражение для оптической передаточной функции:

$$\Omega(\xi, \eta) = \frac{\iint_{B(\xi, \eta)} \exp \left\{ ik \left[V \left(\mu - \frac{\lambda d_2 \xi}{2}, \tau - \frac{\lambda d_2 \eta}{2} \right) - V \left(\mu + \frac{\lambda d_2 \xi}{2}, \tau + \frac{\lambda d_2 \eta}{2} \right) \right] \right\} d\mu d\tau}{\iint_{B(0,0)} d\mu d\tau} \quad (41)$$

В главе пять рассматривается математическая модель процессов записи и восстановления голограмм трехмерных объектов, записанных с использованием второй опорной волны (бесщелевая радужная голография). При разработке этой модели предварительно была создана модель записи и восстановления голограмм трехмерных объектов по обычной, внеосевой схеме.

Если задать амплитудное и фазовое распределение света на поверхности объекта соотношением $L(x, y, z) \exp[i\gamma(x, y, z)]$, то световое поле для некоторой произвольной поверхности описывается с помощью интегрального выражения

$$F(v, \mu, \tau) = \int_{H(x, y, z)} L(x, y, z) |g(x, y, z)| \exp\{i[\gamma(x, y, z) + \alpha(x, y, z)]\} \Omega(x, y, z, v, \mu, \tau) dx dy dz \quad (42)$$

где $g(x, y, z)$ амплитудный коэффициент по поверхности объекта. $F(v, \mu, \tau)$ - это



Рис. 9.Изображение сферы.

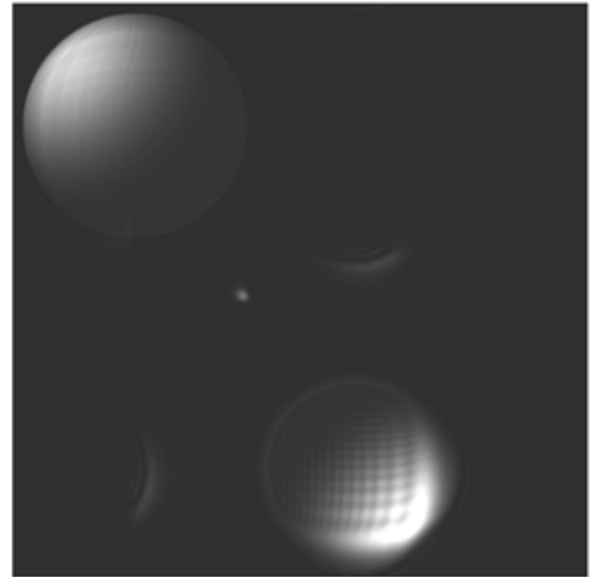


Рис.10.Результат восстановления голограммы Френеля сферы (Рис.9)

функция, которая представляет собой математическую голограмму. Рассчитать такую голограмму задача в вычислительном отношении достаточно сложная. Поэтому для упрощения расчета световых полей была предложена методи-

ка пересчета распределения амплитуд и фаз трехмерных объектов на плоскость. Плоскость пересчета должна касаться объекта, так как в этом случае можно пренебречь дифракционными эффектами и пользоваться законами геометрической оптики.

Предложенный подход позволил перейти от трехмерной задачи к двумерной, в которой для расчета полей используется двумерный интеграл Френеля

$$F(\nu, \mu) = \int_{(x,y)} g_1(x, y) \exp\{i\pi\lambda^{-1}d^{-1}[(x-\nu)^2 + (y-\mu)^2]\} dx dy. \quad (43)$$

Расчет такого интеграла задача более простая, так как данный интеграл можно свести к преобразованию Фурье, что позволяет при численных расчетах использовать быстрое преобразование Фурье. На основе предложенной математической модели была разработана компьютерная модель, результаты работы которой представлены на рис. 9-10.

На рис. 9 показано изображение сферы, амплитуды и фазы которой пересчитаны на плоскость, касающуюся поверхности сферы. На рисунке 10 показан результат восстановления голограммы сферы, входное изображение которой представлено на рисунке 9. Голограмма была записана в зоне Френеля. При записи была использована плоская опорная волна. Для восстановления использовалась исходная плоская опорная волна, поэтому на рисунке видно только одно сфокусированное изображение – действительное изображение сферы. Место расположения мнимого изображения обозначено расфокусированным пятном. На рисунке видно, что в нулевом порядке дифракции восстанавливается только исходная опорная волна. Полученный результат хорошо совпадает с результатами оптических экспериментов по записи и восстановлению голограммы Френеля.

Компьютерное моделирование процессов записи и восстановления голограмм, записанных с использованием второго опорного пучка, соосного объектной волне проводилось на основе математической модели, рассмотренной выше. Запись и восстановление голограммы проводились в зоне Френеля, т. е. для формирования математической голограммы использовалось преобразование Френеля. Для формирования опорного пучка, соосного объектной волне, бралось направление зеркальной составляющей отраженной от объекта волны. Для усиления второй опорной волны в предложенной модели, в плоскости, на которую проецируется объемный объект, размещается зеркало. Такая схема записи позволяет получить высокоинтенсивный пучок света, совпадающий по направлению с объектной волной. Результаты моделирования представлены на рис. 11-12. На рисунке 11 показано изображение сферы, восстановленное с голограммы, записанной с использованием второго опорного пучка. Восстановление осуществлялось сферической опорной волной, сформированной как результат преобразования Френеля для точечного опорного источника, расположенного в плоскости проекции объемного объекта.

Т. е. результат аналогичен тому, что получается для квази-голограммы Фурье, с учетом фактора воздействия второй опорной волны. Как видно из рисунка 11,

наличие второй опорной волны приводит к восстановлению не только действительного и мнимого изображений (± 1 порядки), что естественно при наличии одной опорной волны, но и к восстановлению действительного и мнимого изображений в нулевом порядке, которые при наложении двух изображений формируют интерференционную картину.

На рисунке 12 показаны восстановленные с голограммы изображения сферы, расположенной на малом расстоянии от плоскости голограммы. Запись и восстановление голограммы осуществлялись плоской опорной волной. Т. е. опорная волна формировалась как результат преобразования точечного источника, расположенного на бесконечности. Из рисунка видно, что в этом случае, восстанавливается только одно – действительное изображение сферы (+1 порядок дифракции), а второе – мнимое изображение (-1 порядок дифракции) – сильно расфокусировано – на рисунке это изображение видно в виде сильно

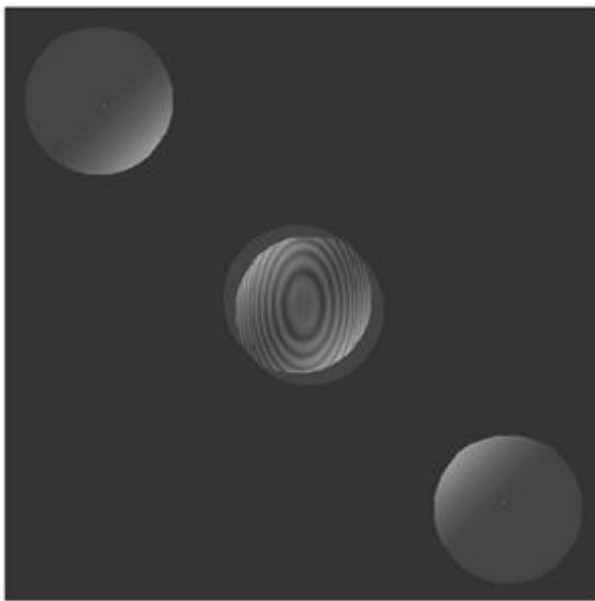


Рис. 11. Восстановленное изображение сферы (исходный объект на рис. 9). Голограмма записывалась с использованием второго опорного пучка, соосного объектной волне. Восстановление сферической опорной волной.

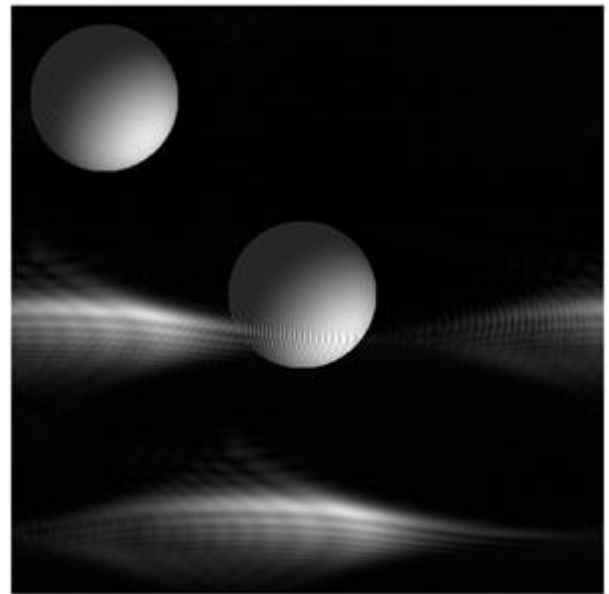


Рис. 12. Восстановление изображения сферы. Восстановление плоской опорной волной.

расплывшегося вытянутого пятна. Кроме того, также восстанавливаются два изображения сферы в нулевом порядке. Одно из них также сильно расфокусировано. Все изображения восстанавливались строго монохроматическим излучением, поэтому радужный эффект отсутствует. Если в качестве опорной волны взять волну, сопряженную исходной, то картина восстановления зеркально поменяется – сильно расфокусированное действительное изображение и четкое мнимое. В нулевом порядке также происходит смена действительного и мнимого изображений.

В главе шесть рассмотрена возможность моделирования процесса восстановления радужных голограмм, записанных по бесщелевому методу, белым светом. Если в схему записи голограммы включить вторую опорную волну, то на фотопластинку падает одновременно три волны: $R = A \exp(-i\gamma)$ - опорная волна;

$U_0 = c_0 \exp(-i\alpha_0)$ - когерентный фон (он играет роль второй опорной волны, соосной с предметной); $U_1(x, y) = c_1(x, y) \exp[-i\alpha_1(x, y)]$ - предметная волна. Здесь $A, U_0, U_1, \gamma, \alpha_0, \alpha_1$ соответственно амплитуды и фазы этих волн. Интенсивность света в плоскости голограммы в этом случае равна

$$I(x, y) = |R \exp(-i\lambda) + U_0 \exp[-i(\alpha_0 + \psi)] + U_1 \exp[-i(\alpha_1 + \psi)]|^2 = R^2 + U_0^2 + U_1^2 + 2U_0U_1 \cos(\alpha_1 - \alpha_0) + 2RU_1 \cos(\psi + \gamma - \alpha_1) + 2RU_0 \cos(\psi + \gamma - \alpha_0), \quad (44)$$

здесь $\psi = 2\pi\beta x$, $\beta = \sin \theta / \lambda$ - пространственная частота, λ - длина волны при записи, R^2 и U_0^2 - интенсивности опорной и недифрагированной составляющей предметной волн, U_1^2 - фотографическое изображение объекта.

При записи распределения интенсивности в соответствии с формулой (44) записываются, по сути, три голограммы на один носитель. Слагаемое $2U_0U_1 \cos(\alpha_1 - \alpha_0)$ - представляет собой голограмму Габора, слагаемое $2RU_1 \cos(\psi + \gamma - \alpha_1)$ - описывает внеосевую голограмму Лейта. Последнее слагаемое $2RU_0 \cos(\psi + \gamma - \alpha_0)$ формирует изображение решетки, которое представляет собой интерференционную картину в виде системы параллельно расположенных линий, пространственная частота которой равна β . В общем случае такая интерференционная картина представляет собой зонную решетку Френеля. Она является голографической линзой. При освещении голограммы белым светом эта линза действует как дифракционная решетка, которая разлагает белый свет в спектр. Каждая из составляющих спектра восстанавливает свое изображение объекта, а сочетание этих изображений дает общее восстановленное изображение объекта, окрашенное в радужные цвета. Однако, только одна из составляющих спектра, длина волны которой совпадает с длиной исходной опорной волны, восстанавливает точное изображение объекта. Остальные составляющие спектра восстанавливают искаженное изображение объекта. Восстановление голограммы светом, длина волны которой отлична от длины записывающей волны, приводит к изменению двух важнейших характеристик изображений: размер и изменение масштаба изображений.

Целью компьютерного моделирования было исследование зависимости размеров и положения восстановленных изображений от длины восстанавливающей волны. Необходимость такого исследования вытекает из того, что радужная голограмма восстанавливается белым светом, который представляет собой спектр волн различной длины. При восстановлении радужных голограмм возникает радужное, т. е. многоцветное изображение, представляющее собой, по сути, наложение множества изображений восстановленных различными длинами волн. Детальное изучение влияния изменения восстанавливающей волны по сравнению с записывающей позволит реализовать восстановление радужных голограмм в белом свете.

Компьютерная модель, позволившая осуществить указанное исследование, была реализована на основе компьютерной модели, разработанной для

изучения процессов записи и восстановления бесщелевых радужных голограмм монохроматическим излучением.

В качестве объекта для записи было взято трехмерное изображение сферы, сформированное таким образом, что помимо распределения амплитуды по поверхности сферы, можно было задать и значения фазы для каждой точки поверхности сферы. Такая информация о входном объекте позволяла свести трехмерное изображение к двумерному, что позволяло реализовать преобразование Френеля, и затем, после преобразования, снова вывести трехмерное изображение.

Длины волн были нормированы таким образом, что их диапазон был равен 0.4 – 0.7, что, приблизительно, соответствует видимому диапазону длин волн. Программа построена так, что цвет восстановленного объекта приблизительно соответствует длине восстанавливающей волны.

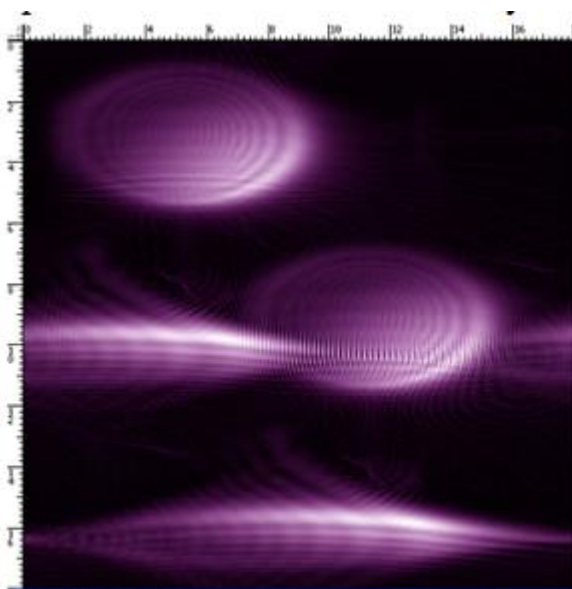


Рис.13. Восстановление голограммы светом с длиной волны $\lambda = 0,4$

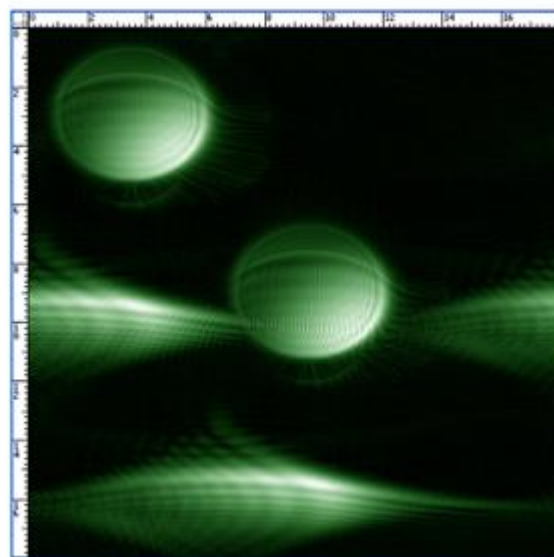


Рис. 14. Восстановление голограммы светом с длиной волны $\lambda = 0,55$

Для более точного фиксирования изменений в размерах и положении восстановленного объекта, при изменении длины восстанавливающей волны, по краям поля изображения жестко закреплены горизонтальная и вертикальная линейки.

На рисунках 13-16 показаны результаты восстановления голограммы в плоскости сфокусированного изображения. Это означает, что плоскость восстановления расположена на таком расстоянии от голограммы, на котором находился исходный объект.

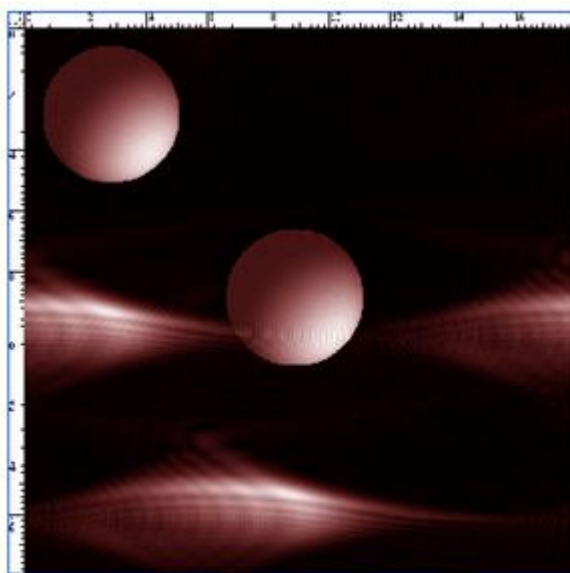


Рис. 15. Восстановление голограммы светом с длиной волны $\lambda = 0,63$

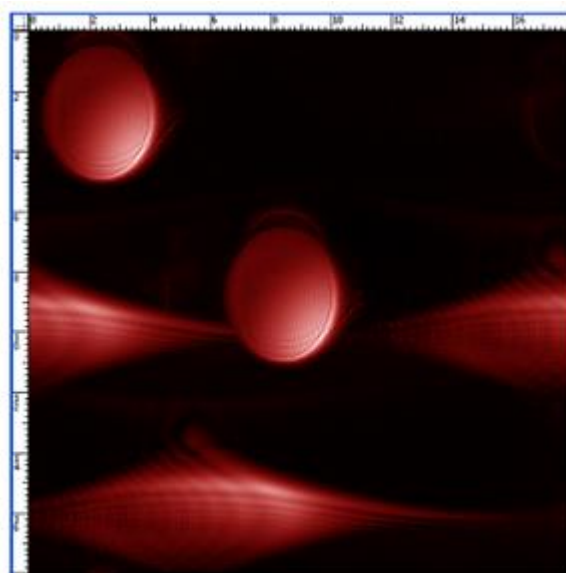


Рис. 16. Восстановление голограммы светом с длиной волны $\lambda = 0,7$

Как видно из рисунков изменение размеров восстановленных изображений происходит только в поперечном направлении, что объясняется тем, что голограмма восстанавливается плоской волной, фронт которой совпадает с направлением изменения размеров восстановленных изображений.

При восстановлении голограммы светом с длиной волны меньшей исходной происходит увеличение размеров восстановленного изображения в поперечном направлении, причем увеличение определяется отношением $\mu = \lambda_2 / \lambda_1$, где λ_1 и λ_2 - соответственно длины восстанавливающей и записывающей волн.

На рисунках также хорошо видно, что смещение восстановленных изображений от оси голограммы увеличивается при увеличении длины восстанавливающей волны. Данное явление легко объясняется, если вспомнить, что голограмма является, по сути, дифракционной решеткой, для которой характерно то, что угол дифракции света увеличивается с увеличением длины освещающей волны. Искажение и смещение изображений отсутствует только на рис. 15, на котором показан результат восстановления волной, длина которой совпадает с длиной исходной, записывающей волны.

Также видно на всех рисунках, что восстанавливается только мнимое изображение (изображение сферы в левом верхнем углу). Действительное изображение сильно расфокусировано – мы видим только фон, сформированный этим изображением. Кроме того, мы видим в центре, где обычно кроме изображения светового пятна (восстановленный опорный луч) ничего не присутствует, восстановленные четкое мнимое и сильно расфокусированное действительное изображения. Данная особенность характерна для бесщелевых радужных голограмм, восстановленных когерентной волной.

ВЫВОДЫ

1. Разработаны алгоритмы и компьютерные модели голографического процесса для зоны Френеля (голограмма Френеля). Разработана методика пересчета распределения амплитуд и фаз трехмерных объектов на плоскость касательную к данному объекту, в основе которой лежат методы геометрической оптики. Предложенная методика позволяет использовать преобразование Френеля для записи и восстановления голограмм трехмерных объектов. Проведены модельные эксперименты для простейших трехмерных объектов (сфера и конус). Результаты экспериментов показали, что при записи и восстановлении голограмм Френеля плоской опорной волной, восстанавливаются два изображения исходного объекта, одно из которых сфокусировано, а второе расфокусировано, причем при изменении направления восстанавливающей волны сфокусированное и расфокусированное изображения меняются местами.

Аналогичная схема эксперимента, но с использованием сферической опорной волны, дает два сфокусированных изображения исходного объекта – мнимое и действительное, т. е. результат сходен с тем, который получается при восстановлении голограммы Френеля.

2. Разработана математическая модель процесса записи и восстановления голограмм, записанных с использованием второго опорного пучка, соосного объектной волне. Предложенная модель показывает, что при восстановлении подобной голограммы восстанавливаются не только действительное и мнимое изображения исходного объекта, но и два смещенных изображения в нулевом порядке. На основе разработанной математической модели создана компьютерная модель, при помощи которой проведены модельные эксперименты для простого трехмерного объекта (сфера). Результаты модельных экспериментов хорошо совпадают с результатами оптических экспериментов, проведенных по предложенной схеме.

Полученные результаты показывают работоспособность предложенной компьютерной модели голографического процесса и возможность использования ее при моделировании процесса записи радужных голограмм бесщелевым методом.

Предложена модель восстановления радужных голограмм, в которой восстановление белым светом, т. е. спектром волн различной длины, заменено последовательным восстановлением радужной голограммы волнами различной длины из спектра белого света. Получены последовательности изображений исходного объекта, восстановленные в различных цветах, так, как если бы мы рассматривали восстановленное радужное изображение под различными углами, смещаясь по горизонтали.

Полученные результаты совпадают с результатами оптических экспериментов по восстановлению радужных голограмм белым цветом, если учесть закономерности изменения цветов в радужном изображении восстановленного объекта, и показывают работоспособность предложенной компьютерной моде-

ли голографического процесса и возможность использования ее при моделировании процесса записи радужных голограмм бесцелевым методом.

3. Математически обосновано, что при восстановлении голограммы регулярного объекта восстанавливаются не только мнимое и действительное изображения объекта в минус первом и плюс первом дифракционных порядках, но также восстанавливаются мнимое и действительное изображения объекта в нулевом порядке дифракции, а также последовательности их саморепродукций во всех дифракционных порядках. Впервые показано, что последовательности саморепродукций восстанавливаются не только в областях, где восстанавливаются основные изображения объекта, но эти последовательности простираются по всему пространству - от мнимой области в действительную. Данный эффект наблюдается во все дифракционных порядках.

Дано строгое математическое доказательство слабого влияния ограниченности апертуры регулярного объекта на количество четко восстановленных саморепродукций, что позволяет значительно упростить задачу оценки длины последовательности для практических целей.

4. Предложена математическая модель универсального голографического интерферометра, предназначенного для исследования как отражающих, так и пропускающих объектов

Предложенная модель интерферометра имеет четыре выходных канала, обладающих различными значениями чувствительности. Первый канал – это канал низкой чувствительности, позволяющий только качественно оценить вид неоднородностей пропускающей среды или особенности поверхности отражающей среды. Оценка в обоих случаях проводится по виду искажений восстановленного регулярного объекта. Каналы два и три представляют собой голографические каналы высокой чувствительности, которые позволяют фиксировать малейшие колебания оптических неоднородностей пропускающей среды или мельчайшие шероховатости поверхности отражающих сред.

Интерференционные картины в четвертом канале подобны тем, что возникают в обычном интерферометре Тальбота. В этом канале присутствует муар, вид которого, по сути, и определяет распределение неоднородностей в пропускающей среде или вдоль поверхности отражающего объекта. Картина муара имеют достаточно низкую частоту и, поэтому, данный канал менее чувствителен, чем каналы два и три.

Работа универсального голографического интерферометра промоделирована на компьютере. Полученные в результате компьютерного моделирования интерферограммы сравнивались с интерферограммами, полученными оптическими методами (обычный интерферометр Тальбота и метод Ронки) при аналогичных условиях. Получено хорошее совпадение интерференционных картин.

5. Разработана математическая модель процесса формирования изображений некогерентной оптической системой. Данная модель позволяет вводить в систему aberrации различного вида, что дает возможность исследовать воздействие этих aberrаций на качество изображений формируемых оптической системой при прохождении некогерентного света.

СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

1. **Ismanov Y.** Four-channel Wide-Range Holographic Interferometer [Текст] / A. Maripov, Y. Ismanov, K. S. Omurzakov // Optical Measurement Systems for Industrial Inspection III, Munich, Germany: Proceedings of SPIE.- Munich, 2003.-V. 5144.-P.606-610.
2. **Исманов Ю. Х.** Многоканальная голографическая интерферометрия [Текст] / Ю. Х. Исманов, К. С. Омурзаков // Известия КТУ.- 2004.-№ 6.- С. 72-75.
3. **Исманов Ю. Х.** Голографический интерферометр широкого диапазона чувствительности [Текст] / Ю. Х. Исманов // Материалы международной конференции «Развитие информационно-коммуникационных технологий в информационном обществе»: сб. науч. тр.- Бишкек, 2004.- С.116-120.
4. **Исманов Ю. Х.** Современное состояние голографической интерферометрии [Текст] / Ю. Х. Исманов // Наука и новые технологии.- 2005.-№ 4.- С. 5-11.
5. **Исманов Ю. Х.** Компьютерная голография трехмерных объектов [Текст] / Ю. Х. Исманов // Вестник КНУ им. Ж. Баласагына.- 2005.-Сер. 3.- Вып. 3.- С. 77-79.
6. **Исманов Ю. Х.** Влияние фазовых сред на эффект Тальбота [Текст] / Ю. Х. Исманов, Н. М. Кулмурзаев //Известия КГТУ.- 2006.-№ 8.- С. 85-88.
7. **Исманов Ю. Х.** Моделирование процессов записи и восстановления голограмм, записанных с использованием второго опорного пучка [Текст] / Ю. Х. Исманов, А. Марипов // Известия КГТУ им. И. Раззакова.- 2006.-№ 9.- Т.П.- С. 154-159.
8. **Исманов Ю. Х.** Радужная голография трехмерных объектов [Текст] / Ю. Х. Исманов // Известия КГТУ им. И. Раззакова.- 2008.-№ 14.- С. 87-91.
9. **Исманов Ю. Х.** Голограмма одномерной линейной решетки [Текст] /Ю. Х. Исманов // Известия КГТУ.- 2008.-№ 14.- С.87-91.
10. **Исманов Ю. Х.** Голографическая интерферометрия и ее развитие на основе метода бесщелевой радужной голографии [Текст] : монография / Ю. Х. Исманов, А. Марипов. К. С. Омурзаков.-Бишкек: Полиграфбумресурсы, 2009.- 228 с.-ISBN 978-9967-25-447-3.
11. **Исманов Ю. Х.** Некоторые особенности трехмерной цифровой голографии [Текст] / Ю. Х. Исманов // Известия КГТУ им. И. Раззакова.- 2011.-№ 22.- С. 68-70.
12. **Исманов Ю. Х.** Зависимость между параметрами объекта и характеристиками ее интерферограммы [Текст] / Ю. Х. Исманов, А. Марипов // Известия КГТУ.- 2011.-№ 22.- С.70-72.
13. **Исманов Ю. Х.** Эффект Тальбота для плоскопараллельной пластины [Текст] / Ю. Х. Исманов, Н. М. Кулмурзаев, Н. А. Тургумбаев// Вестник КГУ-СТА.- 2011.-№ 2 (32).- Т. 1.- С. 121-125.

14. **Исманов Ю. Х.** Интерпретация и идентификация интерференционных полос [Текст] / Ю. Х. Исманов, А. Марипов // Известия КГТУ.- 2012.-№ 26.- С. 210-212.
15. **Исманов Ю. Х.** Влияние ограниченности апертуры решетки на эффект Тальбота [Текст] / Ю. Х. Исманов, А. Марипов // Известия КГТУ.- 2013.- № 29.- С. 294-296.
16. **Исманов Ю. Х.** Суперголограмма и голографическое кино [Текст] / А. Марипов, Ж. Абакирова, Ю. Х. Исманов // Материалы II Международной конференции «Оптика и фотоника-2013»: сб. науч. тр.- Самарканд, 2013.- С. 77-80.
17. **Исманов Ю. Х.** Голографический эффект Тальбота и научная голокинематография [Текст] / Ю. Х. Исманов, А. Марипов // Вестник Ошского государственного университета.- 2013.-№ 2.- Вып. II.- С. 188-192.
18. **Исманов Ю. Х.** Регистрирующие среды для голографии и радужной голографии [Текст] / Ю. Х. Исманов, Н. М. Кулмурзаев, Н. А. Тургунбаев // Вестник КГУСТА им. Н. Исанова.- 2014.-№1(43).-С.83-87.
19. **Ismanov Y.** Wide-range holographic interferometer [Текст] / Y. Ismanov, A. Abdulaev, N. M. Kulmurzaev // International conference on IT Promotion in Asia (ITPA 2014).- Bishkek, 2014.-P. 96-100.
20. **Ismanov Yu. H.** Hologram Recorded Using the Second Reference Wave [Текст] / Yu. H. Ismanov // International conference on IT Promotion in Asia (ITPA 2014).- Bishkek, 2014.-P. 171-176.
21. **Исманов Ю. Х.** Широкодиапазонный голографический интерферометр [Текст] / Ю. Х. Исманов, А. А. Абдулаев, Н. М. Кулмурзаев // Вестник КГУСТА им. Н. Исанова.- 2014.-Т. II.-№3(45).-С. 199-204.
22. **Исманов Ю. Х.** Моделирование голографических процессов на основе метода бесщелевой радужной голографии [Текст] : монография / Ю. Х. Исманов.-Бишкек: Илим, 2014.- 202 с.-ISBN 978-9967-460-20-1.
23. **Исманов Ю. Х.** Голографический эффект Тальбота в научном голографическом кино [Текст] / Ю. Х. Исманов, А. А. Сагымбаев // Вестник КазНУ.-2015 .- №3(54).-С.64-71.
24. **Исманов Ю. Х.** Зависимость качества изображения от длины восстанавливающей волны [Текст] / А. А. Сагымбаев, Ю. Х. Исманов // Вестник КазНУ.-2015 .- №3(54).-С.72-78.
25. **Исманов Ю. Х.** Голографический эффект Тальбота в интерферометрии [Текст] / Ю. Х. Исманов // Вестник КРСУ.-2015 .- № 5(15).-С.101-103.
26. **Исманов Ю. Х.** Влияние длины волны на восстановленное изображение [Текст] / Ю. Х. Исманов // Вестник КРСУ.-2015 .- № 5(15).-С.104-106.
27. **Исманов Ю. Х.** Саморепродуцирование регулярных объектов с ограниченной апертурой [Текст] / Ю. Х. Исманов, С. А. Алымкулов // Наука, новые технологии и инновации Кыргызстана.- 2015.-№7.-С.3-5.
28. **Исманов Ю. Х.** Моделирование воздействия восстанавливающей волны на изображение [Текст] / Ю. Х. Исманов // Приволжский научный вестник.-2016.-№ 2(54).-С.6-9.

29. **Исманов Ю. Х.** Эффект Тальбота в голографической интерферометрии [Текст] / Ю. Х. Исманов // Приволжский научный вестник.-2016.-№ 2(54).-С.10-13.
30. **Исманов Ю. Х.** Фазовые искажения решетки средой с линейной зависимостью показателя преломления [Текст] / Ю. Х. Исманов // Проблемы современной науки и образования.-2016.-№3(45).- С.19-23.
31. **Исманов Ю. Х.** Формирование расфокусированных изображений при некогерентном освещении [Текст] / Ю. Х. Исманов // Проблемы современной науки и образования.-2016.-№3(45).-С.23-26.
32. **Исманов Ю. Х.** Использование явления саморепродукции в интерферометрических исследованиях [Текст] / Ю. Х. Исманов // Альманах современной науки и образования.-2016.-№3(104).-С. 54-56.
33. **Исманов Ю. Х.** Радужная голография в интерферометрии [Текст] / Ю. Х. Исманов // Альманах современной науки и образования.-2016.-№ 3(104).-С. 57-59.
34. **Исманов Ю. Х.** Фазовые искажения последовательности саморепродукций плоскопараллельной пластиной [Текст] / Ю. Х. Исманов // Вестник науки и образования.-2016.-№ 3(15).-С. 4-6.
35. **Исманов Ю. Х.** Радужная голография в интерферометрии [Текст] / Ю. Х. Исманов, Н. М. Кулмурзаев // Научная перспектива.-2016.-№ 3(73).-С. 57-58.
36. **Исманов Ю. Х.** Искажения последовательности саморепродукций в среде типа линза [Текст] / Ю. Х. Исманов, Н. М. Кулмурзаев // Научная перспектива.-2016.-№ 3(73).-С. 59-61.
37. **Исманов Ю. Х.** Методы рентгеновской голографии с внутренним источником [Текст] / Ю. Х. Исманов, Д. А. Исмаилов // Наука, техника и образование.-2016.-№ 3(21).-С. 19-22.
38. **Исманов Ю. Х.** Формирование последовательности саморепродукций одномерной линейной решеткой [Текст] / Ю. Х. Исманов, Д. А. Исмаилов, С. А. Алымкулов// Academy.-2016.-№ 6(9).-С. 6-10.
39. **Исманов Ю. Х.** Моделирование в голографии с использованием второго опорного пучка [Текст] / Ю. Х. Исманов, Д. А. Исмаилов, С. А. Алымкулов // Academy.-2016.-№ 6(9).-С. 10-12.
40. **Исманов Ю. Х.** Эффективность флуоресцентной рентгеновской голографии [Текст] / Ю. Х. Исманов, Д. А. Исмаилов // Физика.-2016.-№ 1.-С. 247-251.
41. **Исманов Ю. Х.** Голографическая память на основе синтезированных голограмм [Текст] / Д. А.Исмаилов, Ю. Х. Исманов, К. М. Жумалиев, А. Д. Аккозов // Проблемы современной науки и образования.-2016.-№17(59).-С.6-9.

42. **Исманов Ю. Х.** Френелевские голограммы трехмерных объектов
[Текст] / Д. А.Исмаилов, Ю. Х. Исманов, С. А. Алымкулов // Проблемы современной науки и образования.-2016.-№17(59).-С.9-11.

Исманов Юсупжан Хакимжановичтин «Жылчыксыз ыкма менен жазылган кубулжу голографиянын негизинде голографиялык процесстерди моделдештирүү» деген темадагы 01.04.05 – Оптика адистиги боюнча физика-математика илимдеринин докторлук даражасына талап кылынган диссертациясына

РЕЗЮМЕ

Негизги сөздөр: жылчыксыз кубулжу голографиясы, компьютердик моделдештирүү, экинчилик таяныч нуру, голографиялык интерферометрия, голографиядагы өзүн-өзү жаратуу эффектиси, өзүн-өзү жаратуу, универсалдуу голографиялык интерферометр, когеренттүү эмес оптикалык система, интерферограмма, голограмма.

Изилдөөнүн объектиси: болуп жылчыксыз ыкма менен жазылган кубулжу голограммасы; кайталанып туруучу объекттин голограммасын кайрадан калыптандыруудагы өзүн-өзү жаратуу эффектиси; чачыратуучу жана өткөрүүчү объектилерди изилдөөдө универсалдуу голографиялык интерферометр; когеренттүү эмес оптикалык системалар эсептелинет.

Иштин максаты: Жылчыксыз ыкма менен жазылган үч өлчөмдүү объектилердин жана кубулжу голограммаларын жазуу жана кайрадан калыптандыруу процесстерин моделдөө.

Изилдөөнүн ыкмалары: каралып жаткан оптикалык процесстердин жана системалардын математикалык моделин иштеп чыгуу. Алынган математикалык моделдердин ишке ашысын компьютерде окшоштуруу (имитациялоо): компьютердик моделдөөнүн жыйынтыктарын оптикалык ыкмалар менен алынган натыйжалар менен салыштыруу.

Алынган натыйжалар: жылчыкты (чыныгы жана синтезделген) колдонбой туруп жазылган кубулжу голограмма ыкмасынын математикалык жана компьютердик модели иштелип чыккан. Кайталанып туруучу объектинин голограммасын калыбына келтирүү үчүн өзүн-өзү жаратуу кубулушу – жаңы оптикалык эффекттин математикалык негизделиши берилген. Чачыратуучу жана өткөрүүчү объектилерди изилдөөдө универсалдуу голографиялык интерферометрдин математикалык жана компьютердик модели иштелип чыккан; Когеренттүү эмес оптикалык системасынын иштөөсүнүн математикалык жана компьютердик модели иштелип чыккан.

Колдонуу боюнча сунуштар: жылчыксыз ыкма менен жазылган кубулжу голограммаларды бардык жерде колдонуу, кадимки эле кубулжу голограммаларын колдонгондой эле эффективдүү. Универсалдуу голографиялык интерферометр статикалык жана ошондой эле динамикалык татаал чачыратуучу жана өткөрүүчү объектилердин түрлөрүн изилдөөдө колдонууга болот; когеренттүү эмес оптикалык системалардын компьютердик модели, оптикалык системалардын абберациясы, сүрөттөлүштүн төмөнкү жыштыктагы фильтрациясы, образдарды таанып билүү, ж.б. изилдөөлөрүндө колдонууга болот.

РЕЗЮМЕ

диссертации Исманова Юсупжана Хакимжановича на тему: «Моделирование голографических процессов на основе метода бесщелевой радужной голографии» на соискание ученой степени доктора физико-математических наук по специальности 01.04.05 – оптика

Ключевые слова: бесщелевая радужная голография, компьютерное моделирование, второй опорный пучок, голографическая интерферометрия, эффект саморепродуцирования в голографии, саморепродукция, универсальный голографический интерферометр, некогерентная оптическая система, интерферограмма, голограмма.

Объектами исследования являются радужные голограммы, записанные по бесщелевому методу; эффект саморепродуцирования при восстановлении голограммы регулярного объекта; универсальный голографический интерферометр для исследования отражающих и пропускающих объектов; некогерентные оптические системы.

Целью работы является: моделирование процессов записи и восстановления голограмм трехмерных объектов и радужных голограмм на основе бесщелевого метода.

Методы исследования: разработка математических моделей рассматриваемых оптических процессов и систем; реализация на основе полученных математических моделей их компьютерной имитации; сравнение результатов компьютерного моделирования с результатами, полученными оптическими методами.

Полученные результаты: разработаны математическая и компьютерная модели процессов записи и восстановления голограмм трехмерных объектов и процесса записи радужных голограмм без использования щели (реальной или синтезированной); дано математическое обоснование нового оптического эффекта – явления саморепродуцирования при восстановлении голограммы регулярного объекта; разработаны математическая и компьютерная модели универсального голографического интерферометра для исследования отражающих и пропускающих объектов; разработаны математическая и компьютерная модели работы некогерентной оптической системы.

Рекомендации по использованию: более высокая эффективность бесщелевого метода записи радужных голограмм позволяет использовать его везде, где используются обычные радужные голограммы; универсальный голографический интерферометр может быть использован для исследования сложных отражающих и пропускающих объектов как статического, так и динамического вида; компьютерная модель некогерентной оптической системы может быть использована для исследования аберраций оптических систем, низкочастотной фильтрации изображений, распознавания образов и др.

RESUME

of Ismanov Yusupzhan Hakimzhanovich's dissertation on "Simulation of holographic processes on the basis of slitless rainbow holography" for the degree of doctor of physical and mathematical sciences, specialty 01.04.05 – optics

Keywords: slitless rainbow holography, computer simulation, second reference beam, holographic interferometry, self-reproduction effect in holography, self-reproduction, universal holographic interferometer, incoherent optical system, interferogram, hologram.

The objects of study are rainbow holograms recorded by the slitless method; self-reproduction effect in regular object hologram reconstruction; universal holographic interferometer for research of reflecting and transparent objects; incoherent optical system.

The aim is to: simulation of recording and reconstruction of holograms of 3D objects and rainbow holograms recorded by using of slitless method.

Research methods: creation of mathematical models of optical processes and systems under consideration; development of computer simulations on the basis of the mathematical models; comparing the results of computer simulation and results obtained by optical methods.

Results: The mathematical and computer models of the method of rainbow hologram recording without using of slit (real or synthetic) were developed; a mathematical description of a new optical effect - self-reproduction phenomenon in regular object hologram reconstruction is given; mathematical and computer models of the universal holographic interferometer based on the phenomenon self-reproduction in holography were developed; a mathematical and computer models of an incoherent optical system operation were developed.

Recommendations for use: for higher efficiency of rainbow hologram slitless recording method you can use it anywhere a normal rainbow holograms are used and, in addition, in holographic interferometry; universal holographic interferometer can be used to study the complex reflective and transparent objects both static and dynamic type; a computer model of the incoherent optical system can be used to study the aberrations of optical systems, image low-pass filtering, image recognition et al.