

НОЛОЕХРО 2021

XVIII международная конференция
по голографии и прикладным
оптическим технологиям

Геленджик, 20–23 сентября 2021 г.

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ



НОЛОЕХРО 2021

XVIII Международная конференция
по голографии и прикладным
оптическим технологиям

Геленджик, 21–22 сентября 2021 г.

Тезисы докладов



УДК 681.7+004.315.7+535.317.1

ББК 22.343.4

Г60

Редактор А. Ю. Жердев

Г60 **НОЛОЕХРО 2021** : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям (Геленджик, 21–22 сентября) : Тезисы докладов / МГТУ им. Н. Э. Баумана, Общество с ограниченной ответственностью «Оптико-голографические приборы». — Москва : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — 312 с.

ISBN 978-5-7038-5709-0

Представлены тезисы докладов XVIII Международной конференции по голографии и прикладным оптическим технологиям НОЛОЕХРО 2021 (Геленджик, 21–22 сентября 2021 г.) по следующим тематикам: современные тенденции развития голографии и прикладных оптических технологий; защитная голография и прикладные защитные оптические технологии; голограммная оптики и дисплеи дополненной и виртуальной реальности; компьютерная голография, голограммные и дифракционные оптические элементы, метаматериалы и нанотехнологии; объемная голография и голографические фотоматериалы; цифровая голография, оптико-голографическая обработка информации, голографическая интерферометрия, голографическая память.

ISBN 978-5-7038-5709-0

© МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021 г.
© ООО «ОГП», 2021 г.

HOLOEXPO 2021

XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям

Генеральный спонсор



АО «НПО «Криптен»
Дубна, Россия

Спонсоры конференции



ФГУП «НТЦ «Атлас»
Москва, Россия



АО «НПО «ГИПО»,
Казань, Россия



ООО «Хологрэйт»
Санкт-Петербург, Россия



ООО «Джеймс Ривер Бранч»
Москва, Россия



ООО «АОС»
Москва, Россия



Академия «Контенант»
Красногорск, Россия



ООО «Оптико-голографические приборы»
Москва, Россия

Устроитель конференции



ООО «Оптико-голографические приборы»
Москва, Россия

Информационные партнеры



Журнал «Мир техники кино»
Москва, Россия



Журнал «Фотоника»
Москва, Россия



Журнал «Контенант»
Красногорск, Россия

Конференция проводится при поддержке

Министерство науки и высшего образования РФ в лице департамента науки и технологий.

Ведущие университеты и научно-исследовательские институты России: Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (МГТУ им. Н. Э. Баумана), Национальный исследовательский университет ИТМО (Санкт-Петербург), Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ им. М. В. Ломоносова), Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (Москва), Российский университет дружбы народов (РУДН, Москва), Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева – КАИ (КНИТУ–КАИ), Московский государственный технологический университет «Станкин», НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета, Томский государственный университет, Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН (ФИАН, Москва), Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН (Санкт-Петербург), Институт систем обработки изображения РАН – филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (Самара), Институт автоматизации и электрометрии (ИАиЭ, Новосибирск), Оптическое общество имени Д. С. Рождественского (Санкт-Петербург), Общественная научно-техническая академия «Контенант» (Красногорск) и др.

Ведущие научно-производственные предприятия России: АО «НПО «КРИПТЕН» (Дубна), АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики» (АО «НПО «ГИПО», Казань), АО «Красногорский завод имени С. А. Зверева», ФГУП «Всероссийской научно-исследовательский институт оптико-физических измерений» (ФГУП «ВНИИОФИ», Москва), АО «НТЦ «Атлас» (Москва), ООО «ХолоГрэйт» (Санкт-Петербург), ООО «ОГП», ООО НТО «ИРЭ-Полюс», ООО «Микрохоло», ООО «Джеймс Ривер Бранч» (Москва) и др.

Ведущие университеты и предприятия Республики Беларусь (Минск): ЗАО «ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНДУСТРИЯ», ООО «Магия света», Белорусский государственный университет, ГНУ «Институт физики имени Б. И. Степанова» Национальной академии наук Беларуси, Белорусское оптико-механическое объединение и др.

Зарубежные университеты, компании и фирмы в области голографии: Институт физики имени академика Ж. Ж. Жеенбаева Национальной академии наук Киргизской Республики (Бишкек), ООО «Исследовательский центр Самсунг» (Москва), OpSecSecurity (Великобритания), Концерн «Де-макс» (Болгария), ADL Optica GmbH (Германия), Process Color, Igetta Ernakulam (Индия), Институт голографии (Греция) и др.

Международная ассоциация производителей голограмм (ИНМА).

HOLOEXPO 2021

www.holoexpo.ru

СОДЕРЖАНИЕ

I. Современные тенденции развития голографии
и прикладных оптических технологий

1. Унифицированный контрольный знак с комбинированной защитой и особенности его использования на территории Республики Беларусь
Л. В. Танин, П. В. Моисеенко, А. Г. Бобореко, М. Н. Луциков, В. А. Танин, С. В. Кислухин, А. В. Рак, А. Я. Гореленко, А. Е. Капшай, А. П. Смирнов, В. Д. Альтишулер, С. В. Шангин 9
2. Новые возможности лазерно-голографического контроля крупноформатных зеркал ELT-телескопов на основе использования конических синтезированных голограмм
А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Ф. Скочилов..... 11
3. Высокоэффективные технологичные дифракционные микроструктуры видимого диапазона
Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, Б. А. Усиевич 16
4. Когерентные дифракционные оптические системы с синтезированным комплексным импульсным откликом
Е. Ю. Злоказов 22
5. Алгоритмы восстановления фазы в терагерцовом диапазоне частот по разноудаленным распределениям интенсивности
Н. В. Петров, Ж.-Б. Перро, А. Чопард, Ж.-П. Гийе, Е. Г. Циплакова, О. А. Смолянская, П. Моне 29
6. Регистрация цифровых объемных голограмм с фазово-модулированным опорным пучком
С. Г. Каленков, Г. С. Каленков 35
7. Формирование мод Эрмита — Гаусса и их распознавание в условиях турбулентной оптической среды
В. В. Подлипов, И. А. Прокофьева 42
8. Прямая лазерная запись отражающих полутонковых микроизображений на тонких пленках хрома
В. П. Корольков, Р. И. Куц, А. Р. Саметов, В. В. Черкашин, С. К. Голубцов, А. И. Малышев 48
9. Системы обобщенных гармонических линз для формирования изображений
Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская, В. С. Васильев 53
10. Оптимизация и экспериментальное исследование коэффициента пропускания голограммного дисплея волноводного типа
И. А. Гуськов, Э. Р. Муслимов, Н. К. Павлычева..... 58
11. Современное состояние методов прецизионного контроля сферических поверхностей. Основные проблемы и пути их решения
Ю. С. Митрофанова, С. Б. Одинокоев, Б. Н. Сенник 65

12. Дифракционные методы исследования регулярных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах семейства ниобата и танталата лития
С. М. Шандаров, Е. Н. Савченков, Н. И. Буримов, А. В. Дубиков, Д. Е. Кузьмич, Д. А. Губинская, М. А. Федеянина, А. Р. Ахматханов, А. А. Есин, В. Я. Шур 68
13. LiSrAlF₆:Cr лазер с решёткой Брэгга: перестройка и генерация двух длин волн
В. М. Петров, Е. Э. Попов, А. П. Погода 77
14. Гомодинный квадратурный интерферометр перемещений для нового эталона килограмма на основе ватт-весов
Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев 84
15. Диагностика функциональных материалов методом динамических решеток
А. Л. Толстик, Е. В. Ивакин, И. Г. Даденков, А. А. Станкевич 96

II. Защитная голография и прикладные оптические технологии

16. Оптимизация способа амплитудного модулирования матрицы дифракционных решёток для получения полноцветного объёмного изображения
Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский 101
17. Запись цветных трехмерных голограмм на фотополимере в режиме последовательной экспозиции непрерывными лазерами
А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин, С. Б. Одинокоев, А. Н. Путилин 105
18. Запись голограммы, переданной по каналу связи на одной боковой полосе
С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев, И. К. Цыганов, Е. А. Дроздова 109
19. Методы скрытой маркировки защитных голограмм
А. П. Губарев, А. Н. Шалыгин, А. К. Сарычев, А. В. Иванов, А. С. Кузнецов, С. Б. Одинокоев, А. Ф. Смык 118
20. Создание спектрально-угловых мультиплексоров на основе трехмерных дифракционных решеток в ФТР-стекле
М. В. Шишова, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Жердев 127
21. Обзор известных объективных критериев контроля качества голограмм
Д. Б. Чекунин, С. Б. Одинокоев 131

III. Голограммная оптики и дисплеи дополненной и виртуальной реальности

22. Развитие голографии сетчатки человеческого глаза
С. Захаровас, М. Сухеймат, Д. А. Атчисон, Э. Д. Ламберт 135
23. Методика измерений радиусов кривизны и формы сферических поверхностей линз и зеркал, в том числе пробных стекол, на основе использования аттестованных отражательных амплитудных синтезированных голограмм в качестве оптических образцов
В. И. Курт, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. И. Садрутдинов, Е. В. Яковлев 149
24. ДОО для формирования вихревого пучка с ультравысоким топологическим зарядом
С. В. Ганчевская, Р. В. Скиданов, В. В. Котляр 153
25. Коллинеарное взаимодействие излучения с бегущей решёткой показателя преломления в электрооптических волноводах
В. М. Петров, Н. Д. Герасименко, В. С. Герасименко 159
26. Макет горизонтального сейсмометра с оптоэлектронным дифракционным датчиком колебаний
В. А. Комоцкий, Н. В. Суетин 162

27. Внедрение аддитивных технологий в голографии и литографии
А. Р. Ахметов..... 169
28. Экспериментальное исследование процесса глубокого травления кварца при изготовлении дифракционных и голограммных оптических элементов
С. А. Фомченков 173

IV. Компьютерная голография, голограммные и дифракционные оптические элементы, метаматериалы и нанотехнологии

29. Оптическая запись дифракционных микроструктур на поверхности халькогенидного стеклообразного полупроводника для формирования вихревых лазерных пучков
Н. А. Ивлиев, А. П. Порфирьев, В. В. Подлипов, С. Н. Хонина, А. Ю. Мешалкин..... 178
30. Дифракционные решетки для спектральных приборов
Н. К. Павлычева 182
31. Гармоническая дифракционная линза для RGB-светодиодного излучения
Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов 196
32. О методе измерения распределения энергии света по фокусам для матрицы дифракционного компонента бифокальной интраокулярной линзы
В. П. Корольков, П. Е. Коношенко, С. Л. Микерин, Р. К. Насыров, Р. И. Куц..... 201
33. Особенности синтеза SSB голограмм (SSBH)
С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев 207
34. Зеркальный объектив для переносного устройства обнаружения и измерения электрического разряда в высоковольтном промышленном оборудовании и электрических сетях
А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Н. Чеплаков..... 219
35. Оперативный расчет дифракционных оптических элементов 3D-сцен с использованием нейронных сетей
Д. А. Рымов, П. А. Черёмхин, Р. С. Стариков..... 223
36. Спектральные линзы как дисперсионные элементы для регистрации спектральных индексов
В. А. Бланк, Р. В. Скиданов, Л. Л. Досколович 229
37. Моделирование спектральных характеристик многоадресных волоконных брэгговских структур с дискретными фазовыми сдвигами для обеспечения адаптивных процессов их голографической записи
А. А. Кузнецов..... 235

V. Объемная голография и голографические фотоматериалы

38. Голографический фотополимерный материал с большой модуляцией показателя преломления
Д. И. Деревянко, Е. Ф. Пен, В. В. Шелковников..... 243
39. Нелокальность фотоотклика при записи голограмм на толстослойных регистрирующих средах
О. В. Андреева, Н. В. Андреева, Е. П. Быков 248
40. Влияние металлических масок на согласование нижнего электрода с высокочастотным генератором смещения при реактивно-ионном травлении массивных подложек
С. Д. Полетаев, А. И. Любимов..... 251
41. Фотохромные жидкокристаллические блок-сополимеры как материалы для голографической записи дифракционных оптических элементов с рабочим диапазоном во всей области видимого спектра
М. А. Бугаков, Н. И. Бойко, В. П. Шубаев, В. Audia, G. Cipparrone 257
42. Нелинейные явления в кольцевых лазерных резонаторах на динамических решётках Брэгга
В. М. Петров, И. С. Хахалин, А. П. Погода 262

43. Электрически контролируемые жидкокристаллические элементы для поляризационно-фазового преобразования световых полей <i>Е. А. Мельникова</i>	264
44. Прямая лазерная запись с формированием рельефа на двухслойной структуре a-Si/Ag <i>А. А. Кутанов, Н. Сыдык уулу, И. А. Снимциков, З. М. Казакбаева</i>	269
45. Тонкие халькогенидные пленки — голографические среды для устройств дополненной реальности <i>В. Н. Борисов, Н. В. Муравьев, М. В. Попов, Р. А. Окунь, А. Е. Ангервакс, Г. Н. Востриков, С. А. Козюхин, С. А. Иванов</i>	276
46. Прогресс в технологии синтеза и модификации фото-термо-рефрактивных стекол для записи объемных брэгговских решеток <i>Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, Ю. К. Федоров, Е. С. Мусихина, А. И. Игнатьев, В. А. Асеев, Р. Д. Харисова</i>	285

VI. Цифровая голография, оптико-голографическая обработка информации и голографическая интерферометрия

47. Методы глубокого обучения для задач голографии и оптико-цифровой голографической обработки информации — обзор <i>Р. С. Стариков</i>	290
48. Применение интерференционных приборов для измерения параметров подложек лазерных зеркал <i>И. Ю. Цельмина, Г. Н. Вишняков</i>	291
49. Цифровая голография для современных промышленных применений <i>В. М. Петров, В. В. Сементин, Д. В. Венедиктов, А. П. Погода</i>	294
50. Оптическое кодирование матричных контейнеров цифровых данных в пространственно-некогерентном свете <i>В. В. Краснов, И. П. Рябцев, А. В. Шифрина</i>	296
51. Голографические исследования особенностей колебаний дисков <i>А. М. Царева, Н. И. Шакиров, Р. Р. Кулмакова, К. А. Царева, Р. Х. Макаева</i>	306
52. Возможности и перспективы организации промышленного выпуска высокоэффективных концентраторов солнечного излучения в виде матрицы тонких цилиндрических голограммных линз <i>А. Н. Мельников</i>	310

Унифицированный контрольный знак с комбинированной защитой и особенности его использования на территории Республики Беларусь

Л. В. Танин¹, П. В. Моисеенко¹, А. Г. Бобореко¹, М. Н. Лущиков¹, В. А. Танин¹, С. В. Кислухин²,
А. В. Рак³, А. Я. Гореленко³, А. Е. Капшай⁴, А. П. Смирнов⁴, В. Д. Альтшулер⁵, С. В. Шангин⁵

¹ ЗАО «ГОЛОГРАФИЧЕСКАЯ ИНДУСТРИЯ», Минск, Республика Беларусь

² Департамент государственных знаков Министерства финансов Республики Беларусь, Минск, Республика Беларусь

³ РУП «Криптотех», Минск, Республика Беларусь

⁴ РУП «Издательство «Белбланкавыд», Минск, Республика Беларусь

⁵ ООО «АТВ-ТЕХ», Минск, Республика Беларусь

В докладе сообщается, что в целях борьбы с теневым оборотом товаров предлагается ввести в странах ЕАЭС цифровую маркировку товаров средствами идентификации. Предусматривается в каждой из стран создать свою национальную систему маркировки на основе единой цифровой платформы. Обобщен опыт производства и применения унифицированного контрольного знака (УКЗ) в Республике Беларусь. Затронуты вопросы средств защиты УКЗ, которые базируются на визуальных и визуализируемых составляющих. Используемые для маркировки товаров унифицированные контрольные знаки защищены продуктом голографических нанотехнологий — кристаллограммой. Предлагается защитить от подделки и копирования двухмерные штрих-коды или QR-коды кристаллограммой.

Ключевые слова: цифровая маркировка, средства идентификации, унифицированный контрольный знак, комбинированная защита, кристаллограмма, QR-код, штрих-код.

Цитирование: Танин, Л. В. Унифицированный контрольный знак с комбинированной защитой и особенности его использования на территории Республики Беларусь / Л. В. Танин, П. В. Моисеенко, А. Г. Бобореко, М. Н. Лущиков, В. А. Танин, С. В. Кислухин, А. В. Рак, А. Я. Гореленко, А. Е. Капшай, А. П. Смирнов, В. Д. Альтшулер, С. В. Шангин // НОЛОEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 9–10.

В докладе обобщен опыт производства и применения унифицированного контрольного знака (УКЗ) в Республике Беларусь.

Рассмотрены системы маркировки и прослеживаемости, которые используются в Российской Федерации и Республике Беларусь.

Основу системы маркировки в РФ составляют средства идентификации, включающие матричный штрих-код с криптозащитой. Декларируется защита данного средства идентификации от подделки и копирования, видимо понимая под этим невозможность или, вернее, затрудненность генерации кода другими субъектами, так как общепринятая терминология понятий «защита от подделки и копирования» здесь несколько искажена. Такая система маркировки может быть эффективной при наличии определенных условий, а именно:

– работа в онлайн, т. е. непосредственная проверка правильности средства идентификации по принадлежности товарной позиции и месту локализации;

- сто процентное разбирательство возникающих коллизий при несовпадении вышеуказанных данных;
- возможность передачи данных на всей территории РФ в онлайн режиме;
- устойчивость системы к хакерским атакам.

Как видно из сути этих условий задача стоит непростая, учитывая обширность территорий России, а также доступность и совершенство онлайн связи. Кроме того, должен быть задействован обширный штат контролирующих органов для разбора возникающих коллизий.

Основу системы маркировки в РБ составляют средства идентификации на базе матричного штрих-кода, но помещенного на защищенный от подделки и копирования материальный носитель. Материальный носитель имеет статус бланка строгой отчетности, его выпуск регламентирован и находится под строгим учетом. Таким образом используются две системы контроля при выпуске унифицированного контрольного знака (УКЗ), а именно: учет при генерации средства идентификации (Data Matrix кода) и учет бланков строгой отчетности. Этот контроль можно осуществить программной основе, не привлекая физических лиц, в рамках Национального оператора маркировки РБ — РУП «Издательство «Белбланкавыд». УКЗ позволяет эффективно использовать контроль как в онлайн, так и офлайн режимах. При онлайн режиме машиносчитываемая переменная информация, нанесенная на основу, является основным аутентифицирующим признаком, а средства защиты материального носителя — вспомогательным. Получив подтверждение с базы данных о легальности товара и о правильной его локализации, проверяющий проводит проверку средства защиты. Подлинность этих составляющих элемента защиты гарантирует отсутствие копий и подделок. При оффлайн-режиме — средство защиты становится основным аутентифицирующим признаком и подвергается более тщательной проверке на подлинность, используя специально разработанные инструкции и идентифицирующие переносные устройства.

В докладе затронуты вопросы средств защиты УКЗ, которые базируются на визуальных и визуализируемых составляющих, что гарантирует защиту от подделок и копирования.

Новые возможности лазерно-голографического контроля крупноформатных зеркал ELT-телескопов на основе использования конических синтезированных голограмм

А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Ф. Сkochилов

АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики»,
Казань, Россия

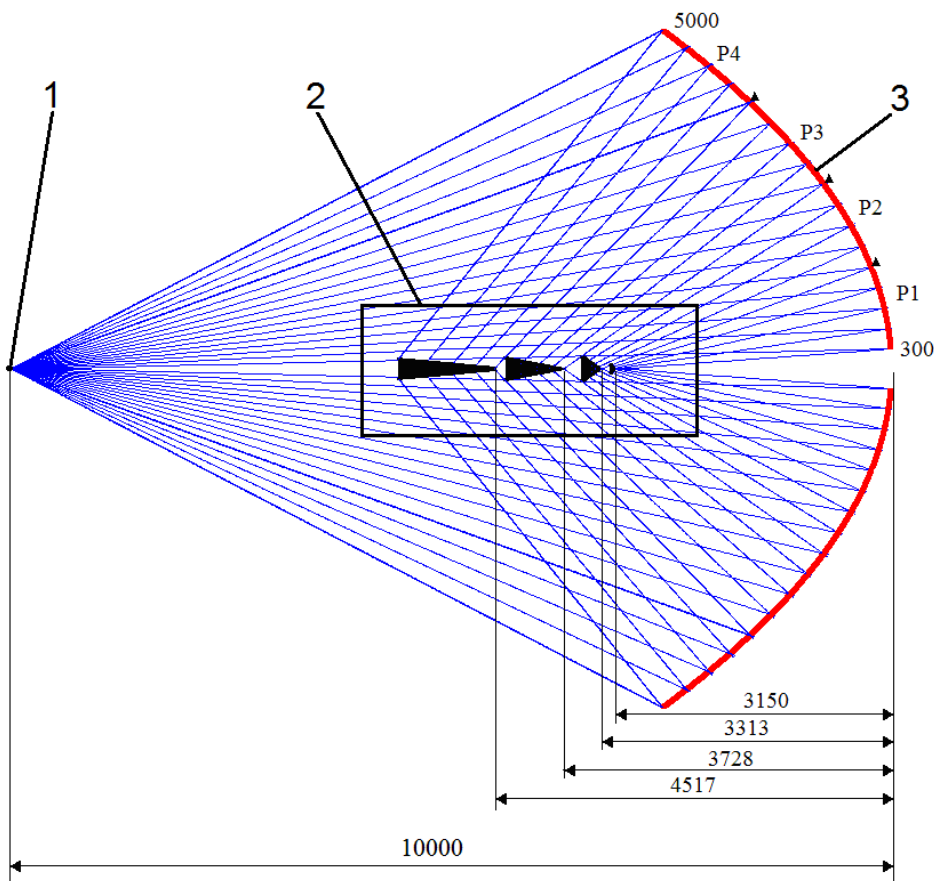
В докладе представлены варианты осуществления лазерно-голографического контроля формы крупноформатных зеркал ELT-телескопов на основе использования одиночной осевой синтезированной амплитудной голограммы, выполненной на конической подложке, в качестве оптического компенсатора или системы таких соосных голограмм. Приведены значения основных параметров контрольных схем и максимальные пространственные частоты дифракционных структур соответствующих конических синтезированных голограмм для вогнутых составных главных зеркал трех известных проектируемых телескопов: «Миллиметр» — \varnothing 10 м, James Webb Space Telescope — \varnothing 6,6 м, Extremely Large Telescope (ELT) — \varnothing 39,3 м. Показано, что имеющееся технологическое оборудование обеспечивает возможность изготовления с необходимой точностью рассчитанной дифракционной структуры соответствующих синтезированных голограмм-компенсаторов.

Ключевые слова: лазерно-голографический контроль формы, составное крупноформатное зеркало, зеркальный телескоп, соосные синтезированные голограммы, амплитудный голограммный компенсатор, подложка с конической рабочей поверхностью, видимый спектральный диапазон, инфракрасный спектральный диапазон.

Цитирование: Лукин, А. В. Новые возможности лазерно-голографического контроля крупноформатных зеркал ELT-телескопов на основе использования конических синтезированных голограмм / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Ф. Сkochилов // НОЛОEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 11–15.

В настоящее время на разных стадиях разработки и изготовления находится большое количество крупногабаритных телескопов наземного и космического базирования (Extremely Large Telescope, ELT и Very Large Telescope, VLT), предназначенных для работы в широком диапазоне спектра — от рентгеновского до миллиметрового. Крупноформатные вогнутые главные зеркала таких телескопов преимущественно составные [1–3] и отличаются большой асферичностью, градиентом асферичности и крутизной. Современные метрологические методы и средства не обеспечивают необходимую точность, надежность и оперативность измерений формы рабочих поверхностей таких зеркал [4].

В докладе излагается возможное решение данной проблемы на основе использования одиночной осевой синтезированной амплитудной голограммы, выполненной на конической подложке, в качестве оптического компенсатора или цепочки таких голограмм [5].



1 – монохроматический точечный источник излучения (МТИИ); 2 – цепочка из 4-х соосных синтезированных амплитудных голограмм на конических рабочих поверхностях; 3 – контролируемая поверхность вогнутого асферического составного главного зеркала (АСГЗ); P1 – центральная монолитная зона; P2–P4 – панели соответствующих трех ярусов

Рис. 1. Упрощенная принципиальная оптическая схема лазерно-голографического контроля формы вогнутого составного главного зеркала телескопа космического базирования «Миллиметр»

Табл. 1. Параметры конических рабочих поверхностей подложек синтезированных голограмм-компенсаторов

Номер голограммы	1	2	3	4
Номер контролируемого кольцевого сегмента зеркала	P1	P2	P3	P4
Световой диаметр основания конуса, мм	128,5	386,6	332,3	261,6
Угол при вершине конуса β , °	128,0	86,0	28,0	13,6
Высота конуса, мм	31,3	207,3	666,4	1097,1

В качестве иллюстрации на рис. 1 представлен один из возможных вариантов упрощенной принципиальной оптической схемы лазерно-голографического контроля формы вогнутого составного главного зеркала космического телескопа «Миллиметр» при помощи цепочки из четырех конических синтезированных голограмм, первая из которых предназначена для контроля формы рабочей поверхности центральной монолитной зоны (P1), а другие три – панелей соответствующих трех ярусов (P2–P4) данного зеркала [1, 6].

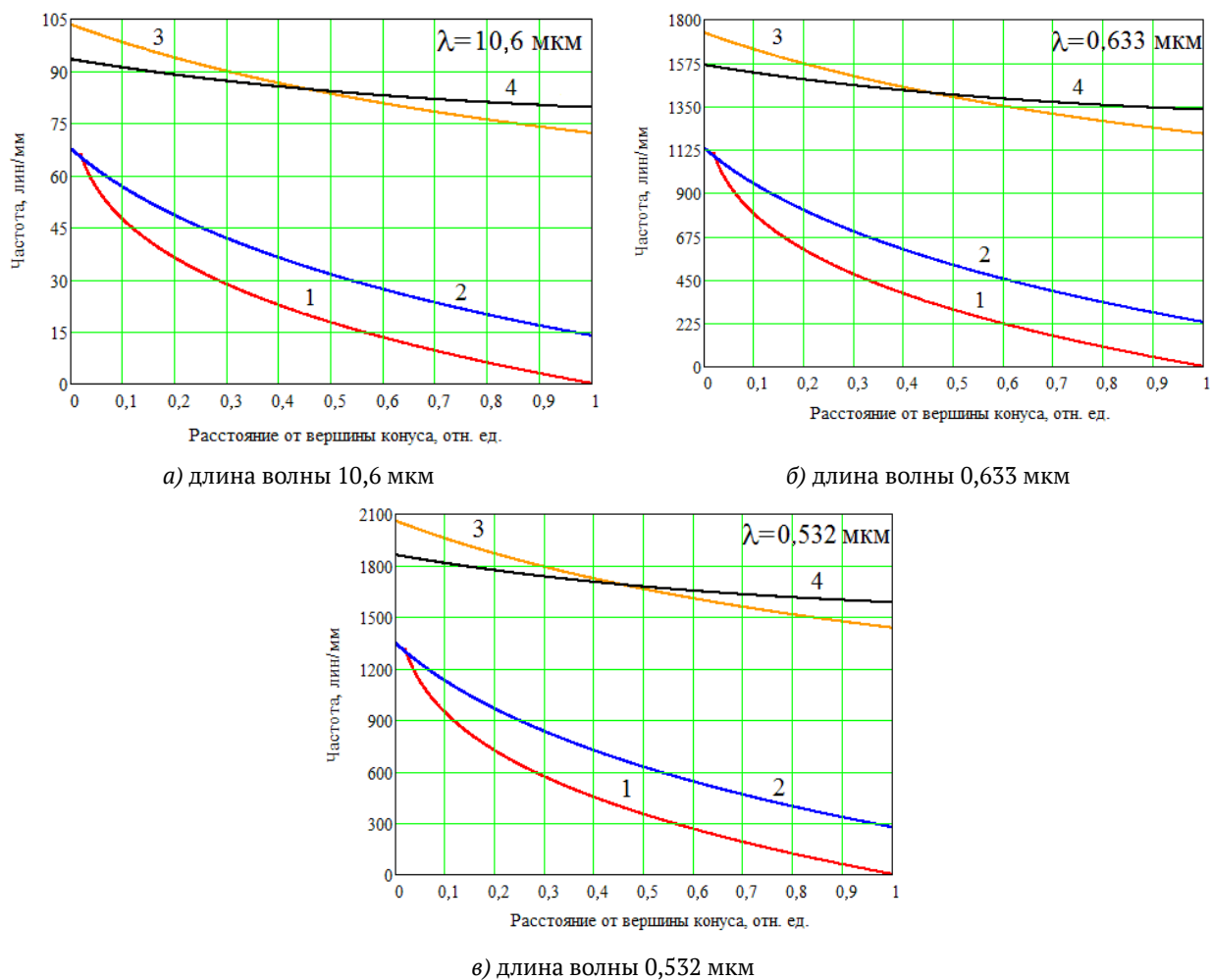


Рис. 2. Частотные характеристики дифракционной структуры четырех конических синтезированных голограмм-компенсаторов, рассчитанные для лазерных длин волн (номера голограмм 1–4 в соответствии с табл. 1)

В таб. 1 приведены параметры каждой из четырех конических рабочих поверхностей подложек синтезированных голограмм-компенсаторов, показанных на рис. 1.

На рис. 2 показаны частотные характеристики дифракционной структуры четырех конических синтезированных голограмм-компенсаторов в соответствии с табл. 1, рассчитанные для трех лазерных длин волн.

В табл. 2 и 3 приведены выбранные основные параметры схем контроля формы, параметры конических рабочих поверхностей синтезированных голограмм-компенсаторов и максимальные пространственные частоты дифракционных структур соответствующих голограмм, рассчитанные на трех лазерных длинах волн, для вогнутых составных главных зеркал телескопов James Webb Space Telescope – Ø 6,6 м [2] и Extremely Large Telescope (ELT) – Ø 39,3 м [3].

Приведенные расчетные данные получены на основе использования пакета прикладных программ Mathcad.

Следует отметить, что на начальных этапах сборки составных главных зеркал рассмотренных телескопов может оказаться целесообразным использование когерентных свойств

Табл. 2. Основные параметры схемы контроля формы составного главного зеркала телескопа James Webb Space Telescope и соответствующей конической синтезированной голограммы

Номер голограммы	Расстояние вдоль оптической оси от вершины АСГЗ до МТИИ, мм	Расстояние вдоль оптической оси от вершины АСГЗ до вершины конуса, мм	Световой диаметр основания конуса, мм	Угол при вершине конуса β , °	Высота конуса, мм	Максимальная пространственная частота, лин/мм		
						$\lambda = 10,6$ мкм	$\lambda = 0,633$ мкм	$\lambda = 0,532$ мкм
1	19513,0	13392,0	218,8	152,4	26,9	39,941	668,84	795,819

Табл. 3. Основные параметры схемы контроля формы составного главного зеркала телескопа ELT и соответствующих конических синтезированных голограмм

Номер голограммы	Расстояние вдоль оптической оси от вершины АСГЗ до МТИИ, мм	Расстояние вдоль оптической оси от вершины АСГЗ до вершины конуса, мм	Световой диаметр основания конуса, мм	Угол при вершине конуса β , °	Высота конуса, мм	Максимальная пространственная частота, лин/мм		
						$\lambda=10,6$ мкм	$\lambda=0,633$ мкм	$\lambda=0,532$ мкм
1	83000,0	59269,0	258,6	144,0	42,0	43,871	734,655	874,129
2		60078,0	433,8	134,0	92,1	43,843	734,182	873,567
3		61094,0	394,7	124,0	104,9	48,187	806,925	960,120
4		61915,0	665,0	120,0	192,0	47,592	796,951	948,252

лазерных диодных источников, позволяющих оценивать значительные отступления контролируемых поверхностей от заданной формы методом «оконтуривания» [7].

Из представленных данных видно, что значения и требуемые точности выполнения параметров дифракционных структур соответствующих синтезированных голограмм-компенсаторов находятся в пределах практических возможностей современных прецизионных технологических методов и средств. Тем самым обеспечивается реальная возможность осуществления предложенных модификаций лазерно-голографического метода контроля формы АСГЗ практически всех разрабатываемых в настоящее время VLT- и ELT-телескопов наземного и космического базирования.

Список источников

- [1] Астрокосмический центр ФИАН. Космическая обсерватория «Миллиметрон» / URL: millimetron.ru.
- [2] Космический телескоп «James Webb Space Telescope» / URL: www.jwst.nasa.gov.
- [3] Телескоп «Extremely Large Telescope» / URL: www.elt.eso.org.
- [4] **Бронштейн, Ю. Л.** Крупногабаритные зеркальные системы (контроль геометрии, юстировка) / Ю. Л. Бронштейн. — М. : ДПК Пресс, 2015. — 600 с.
- [5] **Заявка на изобретение № 02 105 75 РФ.** Осевой синтезированный голограммный оптический элемент / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Ф. Скочилов. — Дата приоритета 25.02.2021.

- [6] **Лукин, А. В.** О возможностях лазерно-голографического контроля процессов сборки и юстировки составного главного зеркала телескопа на примере космической обсерватории «Миллиметрон» / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Ф. Скочиллов, В. Н. Пышнов // Оптический журнал. — 2017. — Том 84. — № 12. — С. 45–49.
- [7] **Лукин, А. В.** К вопросу о когерентных свойствах лазерных источников в интерферометрии и голографии / А. В. Лукин // Оптический журнал. — 2012. — Том 79. — № 3. — С. 91–96.

Высокоэффективные технологичные дифракционные микроструктуры видимого диапазона

Г. И. Грейсук¹, В. А. Данилов², Е. Г. Ежов¹, С. В. Казин¹, Б. А. Усиевич³

¹ Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Пенза, Россия

² Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, Россия

³ Институт общей физики имени А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

В рамках строгой теории дифракции в видимом спектральном диапазоне сопоставлены интервалы максимально допустимых углов падения излучения на двухслойные пилообразные рельефно-фазовые микроструктуры. Для слоев этих микроструктур использовались оптические материалы, выбираемые из базы данных, включающей 48 пластиков и 165 специальных стекол, позволяющих тиражировать оптические элементы с микроструктурами на их поверхностях прецизионным литьем или штамповкой. Показано, что в зависимости от типа микроструктуры и используемых оптических материалов при отношении пространственного периода микроструктуры к эффективной глубине рельефа больше 20 достижимые углы, в пределах которых дифракционная эффективность выше 0,95, лежат в широком интервале от 7,5° до 50°.

Ключевые слова: двухслойная рельефно-фазовая дифракционная микроструктура, дифракционная эффективность, строгая теории дифракции.

Цитирование: Грейсук, Г. И. Высокоэффективные технологичные дифракционные микроструктуры видимого диапазона / Г. И. Грейсук, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, Б. А. Усиевич // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 16–21.

Введение

Основным элементом в голографии и в дифракционной оптике является, как известно, дифракционная микроструктура, изменяющая направление распространения электромагнитной волны в зависимости от ее длины. При этом непрерывно развивающиеся технологии и расширяющийся ассортимент материальных носителей микроструктуры обуславливают актуальность периодической переоценки характеристик и потенциальных возможностей дифракционных микроструктур различных типов.

Одной из основных и практически значимых характеристик дифракционных микроструктур является дифракционная эффективность (ДЭ), и ее зависимость от длины волны и угла падения излучения на микроструктуру в ряде случаев является наиболее важным фактором. Например, в случае микроструктуры оптического элемента, используемого в спектральном приборе или изображающей оптической системе, падение ДЭ и, как следствие, дифракция значительной части излучения в побочные порядки недопустимо как на любой длине волны рабочего спектрального диапазона, так и в заданном интервале углов падения излучения.

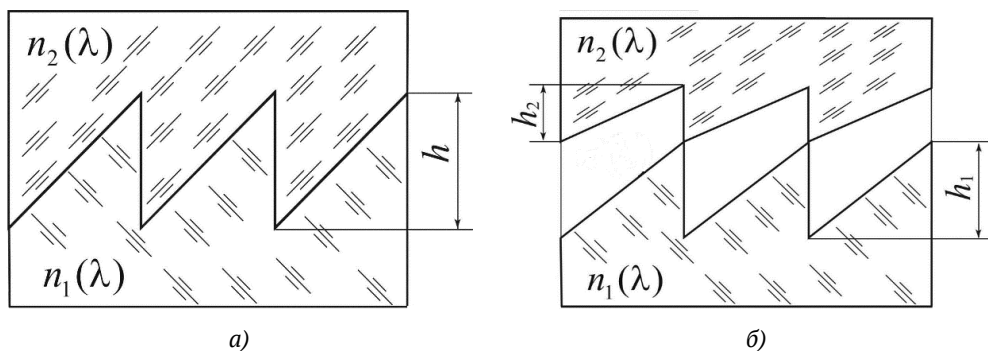


Рис. 1. Двухслойные однорельефные (а) и двухрельефные (б) микроструктуры, выполненные из оптических материалов с показателями преломления $n_1(\lambda)$ и $n_2(\lambda)$

Существенное расширение в последнее время ассортимента оптических пластмасс и специальных стекол (glass for molded optics lenses, GMOL), позволяющих тиражировать оптические элементы с микроструктурами на их поверхностях прецизионным литьем или штамповкой, обусловило целесообразность очередного пересмотра возможностей создания технологичных дифракционных микроструктур с высокой и практически неизменной эффективностью в заданных спектральном диапазоне и интервале углов падения полихроматического излучения на микроструктуру.

Результаты исследования

В первую очередь представим результаты исследования пилообразной двухслойной однорельефной микроструктуры показанной на рис. 1а. Пары оптических материалов для такой микроструктуры выбирались из базы данных, в которую были включены 47 оптических пластмасс, представленных в соответствующих каталогах компьютерных программ оптического проектирования Zemax13 (каталоги ANGSTROMLINK, ZEON и MISC) [1] и Opticstudio (каталог APEL) [2], а также пластики, выпускаемых фирмой MITSUBISHI GAS CHEMICAL под торговой маркой Lupizeta [3].

Кроме того, в эту базу данных была включена под условной маркой СМТ оптическая пластмасса, информация о которой на короткое время появлялась в сети Интернет. Зависимость ее показателя преломления от длины волны описывается формулой Шотта с коэффициентами: $a_0 = 2,24623862$; $a_1 = -1,1926326 \cdot 10^{-2}$; $a_2 = 1,52213581 \cdot 10^{-2}$; $a_3 = 7,35999623 \cdot 10^{-4}$; $a_4 = -8,76859705 \cdot 10^{-6}$; $a_5 = 4,33078169 \cdot 10^{-7}$.

Оценка зависимости ДЭ от угла падения излучения на микроструктуру выполнялась в рамках строгой теории дифракции путем решения системы уравнений Максвелла с соответствующими граничными условиями и, в частности, *Rigorous coupled-wave analysis (RCWA)* [4]. При этом было учтено, что модуль отрицательного угла падения излучения на микроструктуру $|\Psi_N|$ и положительный угол падения Ψ_P , приводящие к снижению ДЭ, оцениваемой RCWA-методом, до одного и того же уровня, могут существенно различаться. Поэтому за оценочный, т. е. максимально допустимый угол Ψ , как и в работах [5, 6], в настоящей статье принят наименьший из углов $|\Psi_N|$ и Ψ_P .

При расчетах предполагалось, что излучение видимого спектрального диапазона ($0,4 \leq \lambda \leq 0,7$ мкм) падает на микроструктуру из воздуха со стороны среды с показателем преломления $n_1(\lambda)$, а угол Ψ отсчитывается от нормали к подложке.

Очевидно, что оценка оптимальной глубины рельефа микроструктуры и максимально допустимого угла падения излучения на нее зависит от выбора соответствующего критерия. Если предполагается использовать оптический элемент с дифракционной микроструктурой в спектральном приборе или изображающей оптической системе, и дифракция излучения в побочных порядки нежелательна на любой длине волны рабочего спектрального диапазона, то наиболее адекватным является критерий, предложенный в работе [6]. Согласно ему глубины рельефов считаются оптимальными, если они обеспечивают максимально возможный диапазон углов падения излучения в выбранном спектральном диапазоне, в пределах которого ДЭ (в точке ее минимума) не опускается ниже минимально допустимого значения, равного 0,95 от максимального значения ДЭ при нормальном падении излучения на подложку микроструктуры ($\eta_{EM,min}^{(\Psi)} / \eta_{EM,max}^{(\Psi=0)} \geq 0,95$). Это значение гарантирует не только отсутствие гало, но и любое другое визуально наблюдаемое отрицательное влияние побочных дифракционных порядков на качество изображения, формируемого оптической системой с дифракционным элементом. Этот критерий был успешно использован в целом ряде работ [7–9]. Здесь заметим, что максимально допустимый угол падения излучения (т. е. оценочный угол Ψ , приводящий к $\eta_{EM,min}^{(\Psi)} / \eta_{EM,max}^{(\Psi=0)} \geq 0,95$) будет зависеть не только от материалов микроструктуры, но и от отношения ее пространственного периода к оптимальной глубине рельефа $P = \Lambda / h_{opt}$.

Оптимальная глубина рельефа и максимально допустимые углы падения излучения на микроструктуру были получены с использованием двух компьютерных программ, реализующих *RCWA-метод*: MC grating program и RCWA-PSUACE, представленных в работах [10, 11].

Результаты исследования представлены микроструктурами №2–4 в табл. 1. Для сравнения в этой таблице позицию №1 занимает лучшая из микроструктур, скомпонованных из коммерчески доступных материалов, разработанная и опубликованная нами ранее [12]. Один из ее слоев выполнен из пластика, а другой из GMOL [13, 14]. Также для сравнения в табл. 1 включена микроструктура №5 скомпонованная из нанокompозитных пластмасс [7, 8], разработанных авторами работы [15].

Данные табл. 1 показывают, что только оптическая пластмасса под условной маркой СМТ позволила получить максимально допустимые углы падения излучения на микроструктуру сопоставимые с соответствующими углами микроструктуры №1. Действительно изъятие этого пластика из базы данных привело к резкому ухудшению характеристик компонованных микроструктур. К сожалению, оптическая пластмасса с дисперсионной формулой, аналогичной формуле пластмассы СМТ, не включена ни в один коммерческий каталог и более не встречается в сети Интернет.

Учитывая, что ассортимент стекол, позволяющих тиражировать дифракционные элементы прецизионным литьем или штамповкой, в последнее время также существенно

Табл. 1. Лучшие из двухслойных однорельфных микроструктур

№	Оптические материалы двух слоев	Показатели преломления оптических материалов двух слоев	Числа Аббе оптических материалов двух слоев	Оптимальная глубина рельефа h_{opt} , мкм	Максимально допустимый угол падения излучения ψ , °
1	AL-6263 / M-LAC8	1,631926 / 1,713001	23,3281 / 53,9383	7,390 7,340 7,290	14,5 на $P = 10$; 18,5 на $P = 20$; 21,5 на $P = 30$
2	CMT / K26R	1,514003 / 1,535011	38,8168 / 55,6341	28,130 27,740 27,440	12,0 на $P = 10$; 19,0 на $P = 20$; 23,0 на $P = 30$
3	CMT / F52R	1,514003 / 1,534611	38,8168 / 56,0721	28,755 28,340 27,950	13,0 на $P = 10$; 20,0 на $P = 20$; 24,5 на $P = 30$
4	EP7000 / D-LAF82L	1,651006 / 1,734852	21,4946 / 48,7823	7,145 7,085 7,045	15,5 на $P = 10$; 20,0 на $P = 20$; 22,5 на $P = 30$?
5	Nanocomposite: ITO in PMMA / diamond in PMMA	1,604429 / 1,771782	10,0150 / 58,8174	3,200	36,3 на $P = 10$; 45,8 на $P = 20$; 50,0 на $P = 30$

расширился, мы заменили исключенный из базы данных пластик CMT стеклами типа GMOL. При компоновке микроструктур для одного слоя выбирался один из 47 пластиков, а для другого слоя выбиралось одно из 165 стекол. Лучшая из всех полученных таким образом комбинаций представлена в табл. 1 под номером 4. Нетрудно видеть, что эта гибридная микроструктура по предельно допустимым углам падения излучения сопоставима с чисто пластмассовыми микроструктурами, включающими CMT.

В то же время все описанные выше микроструктуры по допустимым углам падения излучения на микроструктуру как минимум в два раза уступают нанокompозитной микроструктуре №6, у которой приведенные в табл. 1 значения допустимых углов сохраняются и при расширении спектрального диапазона за счет смещения его длинноволновой границы до 0,8 мкм.

Следует подчеркнуть, что представленные выше результаты еще раз подтверждают известное требование к парам материалов двухслойных однорельфных микроструктур: материал с большим показателем преломления должен иметь и большее число Аббе [16–18].

Что касается двухслойных двухрельфных микроструктур (см. рис. 2б), то они предъявляют противоположные требования к дисперсионным характеристикам их материалов, т. е. материал с большим показателем преломления должен иметь меньшее число Аббе [6]. В результате уже самые распространенные оптические пластмассы PMMA и POLYCARB позволяют скомпоновать микроструктуру с весьма высокими характеристиками (№1 в табл. 2). Здесь сразу же заметим, что в этой таблице параметр $P = \Lambda / (h_1 + h_2)$.

В результате расширенного поиска в базе данных, включающей 48 оптических пластмасс, была получена целая группа двухрельфных микроструктур с допустимыми углами падения

Табл. 2. Лучшие из двухслойных двухрельефных микроструктур

№	Оптические материалы двух слоев	Показатели преломления оптических материалов двух слоев	Числа Аббе оптических материалов двух слоев	Оптимальные глубины рельефов, мкм		Максимально допустимый угол падения излучения ψ , °
				h_1	h_2	
1	PMMA / POLYCARB	1,491756 / 1,585470	57,4408 / 29,9092	15,10	11,68 11,67 11,67	7,2 при $P = 10$; 7,5 при $P = 20$; 10,5 при $P = 30$
2	E48R / POLY-SYR	1,531170 / 1,590481	56,0438 / 30,8669	16,30	13,65 13,68 13,68	7,3 при $P = 10$; 12,5 при $P = 20$; 14,5 при $P = 30$
4	E48R / EP7000	1,531170 / 1,651006	56,0438 / 21,4946	8,792	6,27 6,28 6,28	7,5 при $P = 10$; 12,5 при $P = 20$; 13,8 при $P = 30$
5	E48R / ITO in PMMA	1,531170 / 1,604429	56,0438 / 10,0150	4,72	3,26 3,26 3,26	14,5 при $P = 10$; 18,5 при $P = 20$; 22,3 при $P = 30$

излучения близкими к соответствующим углам ранее исследованных микроструктур №1 и №2 [9]. Лучшая микроструктура из этой группы, характеризующаяся наибольшими максимально допустимыми углами падения излучения, представлена в табл. 2 под №4. Однако допустимые углы падения излучения на эти микроструктуры уступают соответствующим углам микроструктуры №5, для компоновки которой использован нанокompозитный материал примерно в 1,5 раза.

Заключение

Опираясь на изложенные в настоящем докладе результаты исследования можно сделать следующие выводы.

Расширение ассортимента коммерчески доступных оптических пластмасс не открыло возможности компоновки двухслойных однорельефных микроструктур, рассчитанных на полихроматическое излучение видимого диапазона. Но ситуация изменится принципиально при появлении на рынке пластмассы с дисперсионной формулой, аналогичной формуле пластика под условной маркой СМТ. Тогда элементная база массовой оптики мобильных устройств и устройств видеонаблюдения пополнится дифракционными оптическими элементами с тремя типами микроструктуры: чисто пластмассовыми однорельефной и двухрельефной, а также с гибридной однорельефной микроструктурой. Наконец, освоение промышленного производства нанокompозитных оптических пластмасс откроет возможность эффективного использования дифракционных элементов и в широкоугольной оптике.

Благодарность

Авторы настоящей статьи признательны авторам работы [15] за представленную возможность использования дисперсионных формул, разработанных ими нанокompозитных материалов.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00081).

Список источников

- [1] Optical design program / URL: www.zemax.com.
- [2] Optical design program / URL: www.zemax.com/products/opticstudio.
- [3] MITSUBISHI GAS CHEMICAL, www.mgc.co.jp/eng/products/kc/iupizeta_ep.html.
- [4] **Moharam, M. G.** [Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction](#) / M. G. Moharam, T. K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. — 1981. — Vol. 71. — № 7. — P. 811–818.
- [5] **Greisukh, G. I.** [Comparison of electromagnetic and scalar methods for evaluation of efficiency of diffractive lenses for wide spectral bandwidth](#) / G. I. Greisukh, V. A. Danilov, E. G. Ezhov, I. A. Levin, S. A. Stepanov, B. A. Usievich // Optics Communication. — 2015. — Vol. 338. — P. 54–57.
- [6] **Грейсух, Г. И.** Спектральная и угловая зависимости эффективности дифракционных линз с двухрельефной и двухслойной микроструктурой / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов, Б. А. Усиевич // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — № 5. — С. 56–61.
- [7] **Greisukh, G. I.** [Potential opportunities of sawtooth diffraction microstructure with two layers and single relief](#) / G. I. Greisukh, E. G. Ezhov, A. I. Antonov, V. A. Danilov, B. A. Usievich // Journal of Optics — 2020. — Vol. 22. — № 8. — P. 085604.
- [8] **Грейсух, Г. И.** Предельные спектральные и угловые характеристики многослойных рельефно-фазовых дифракционных микроструктур / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов, В. А. Данилов, Б. А. Усиевич // Квантовая электроника. — 2020. — Том 50. — № 7. — С. 623–628.
- [9] **Грейсух, Г. И.** Предельные спектральные и угловые характеристики пилообразных двухслойных двухрельефных дифракционных микроструктур / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, О. А. Захаров, В. А. Данилов, Б. А. Усиевич // Квантовая электроника. — 2021. — Том 51. — № 2. — С. 184–188.
- [10] **Lyndin, N. M.** Modal and C Methods Grating Design and Analysis Software / URL: www.mcgrating.com.
- [11] **Грейсух, Г. И.** Спектральная и угловая зависимости эффективности дифракционных линз с двухрельефной и двухслойной микроструктурой / Г. И. Грейсух, А. И. Антонов, Е. Г. Ежов // Оптический журнал. — 2019. — Том 86. — № 6. — С. 3–6.
- [12] **Грейсух, Г. И.** Спектральная и угловая зависимость эффективности двухслойной однорельефной пилообразной микроструктуры / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, А. И. Антонов, С. А. Степанов, Б. А. Усиевич // Компьютерная оптика. — 2018. — Том 42. — № 1. — С. 38–43.
- [13] HOYA GROUP Optics Division. Glass Molded Lenses / URL: www.hoyaopticalworld.com/english/products/moldlenses.html.
- [14] Refractive index database / URL: refractiveindex.info/?shelf=glass&book=CDGM-LAF&page=D-LAF82L
- [15] **Werdehausen, D.** [Dispersion-engineered nanocomposites enable achromatic diffractive optical elements](#) / D. Werdehausen, S. Burger, I. Staude, T. Pertsch, M. Decker // Optica. — 2019. — Vol. 6. — No 8. — P. 1031–1038.
- [16] **Патент № 271240 РФ.** Голограммный оптический элемент / А. В. Лукин, К. С. Мустафин, Р. А. Рафиков // (1985).
- [17] **Лукин, А. В.** Голограммные оптические элементы // Оптический журнал. — 2007. — Том 74. — № 1. — С. 80–87.
- [18] **Грейсух, Г. И.** Выбор материалов для «ахроматизации» рельефно-фазовых дифракционных структур / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов // Компьютерная оптика. — 2008. — Том 32. — № 1. — С. 43–46.

Когерентные дифракционные оптические системы с синтезированным комплексным импульсным откликом

Е. Ю. Злоказов

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Рассмотрены возможности применения когерентных дифракционных оптических схем на основе компьютерно-синтезированных голограмм для решения различных задач, связанных с формированием модельных изображений, оперативной реализацией заданного комплексного импульсного отклика оптической системы с большой пространственно-частотной базой, а также архивным хранением и высокоскоростной обработкой больших массивов цифровых данных.

Ключевые слова: оптическая обработка данных, архивная голографическая память, когерентные дифракционные оптические схемы, компьютерная голография, пространственно-временной модулятор света.

Цитирование: Злоказов, Е. Ю. Когерентные дифракционные оптические системы с синтезированным комплексным импульсным откликом / Е. Ю. Злоказов // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 22–28.

Введение

Использование света для формирования, передачи и детектирования информационных сигналов является привлекательным благодаря высокой собственной частоте колебаний электромагнитных волн оптического диапазона (от 300 ПГц до 3 ППГц), а также возможности свободного и независимого распространения световых сигналов по воздуху, в стекле и в других прозрачных материалах и средах на различных длинах несущих волн, а также в различных направлениях или пространственных модах. Использование лазерных источников даёт возможность эффективного использования пространственных и временных состояний функции комплексной амплитуды светового поля в качестве степеней свободы для формирования сигналов с высокой информационной ёмкостью. Методы Фурье-оптики, информационной оптики и компьютерной голографии дают возможность создания оптических схем формирования и обработки сигналов с численно заданным комплексным импульсным откликом. Применение пространственно-временных модуляторов света вызывает особый интерес благодаря возможности оперативной реализации компьютерно-синтезированных голограмм, в схемах устройств различного назначения. Современные образцы ПВМС обладают до 10^6 элементов и скоростью переключения до 1 МГц. Это даёт возможность создания компактных устройств записи данных в системах архивной голографической памяти, а также построения специализированных устройств когерентных дифракционных линейных процессоров, обладающих производительностью до 10^{13} – 10^{15} Опер./сек. при потребляемой мощности в преде-

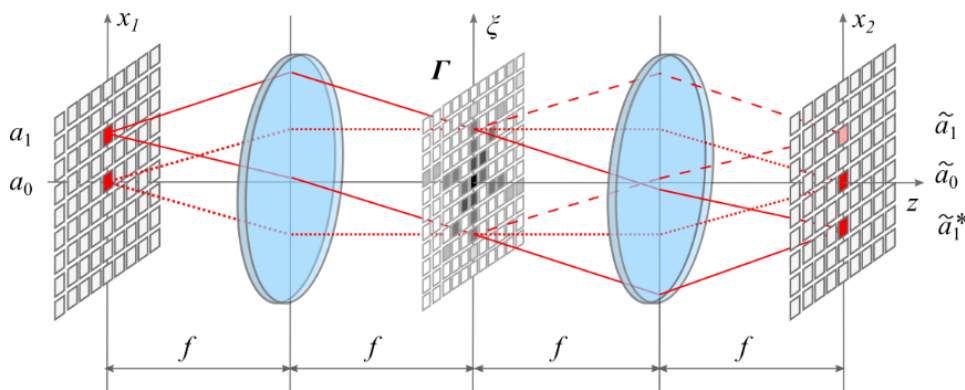


Рис. 1. Оптическая конфигурация 4- f

лах 100 Вт. Важной проблемой применения ПВМС, а также большинства материальных носителей является ограниченная модуляционная характеристика, требующая применение методов компьютерной голографии для реализации комплексных функций с большой пространственно-частотной базой. В данной работе представлен обзор основных принципов применения методов компьютерной голографии для таких практических задач, как формирование изображений, синтеза пучков с заданной комплексной амплитудной и формирование комплексного импульсного отклика оптической системы.

1. Когерентная дифракционная оптическая система

На примере 4- f схемы, представленной на рис. 1, без потери общности для других конфигураций, рассмотрим основные процессы, используемые в Фурье-оптике и системах оптической обработки информации. Различают два процесса: формирование изображений и пространственная фильтрация сигналов. Если в плоскости X_1 схемы сформировать изображение объекта A_1 , представленного дискретным набором монохромных излучающих элементов $\{a_n\}$, то перевёрнутое изображение \tilde{A}_1^* сформируется в плоскости X_2 в виде набора точек $\{\tilde{a}_n^*\}$. Другим способом сформировать изображение объекта A_1 в плоскости X_2 является размещение Фурье-голограммы Γ_1 объекта A_1 в пространственно-частотной плоскости ξ .

При освещении голограммы Γ_1 плоским пучком, сформированным точечным источником a_0 , размещённым в плоскости X_1 , изображение объекта \tilde{A}_1 а также перевёрнутое изображение \tilde{A}_1^* сформируются в плоскости X_2 . Если одновременно сформировать изображение объекта A_1 в плоскости X_1 и реализовать Фурье-голограмму Γ_2 некоторого объекта A_2 в плоскости ξ , то в выходной плоскости появится изображение свёртки $\langle A_1 * A_2 \rangle$. Перечисленные процедуры лежат в основе широкого круга применений как 4- f схемы, так и других голографических конфигураций для задач формирования 2-х и 3-х мерных изображений, формирования световых пучков с численно заданным распределением поля в пространстве и многоканальной обработки данных. Основной задачей реализации перечисленных процедур, является реализация голограммного элемента Γ с помощью материального носителя или ПВМС с большим пространственным разрешением. Важной проблемой является ограниченность возможности известных материалов и устройств по полной независимой модуляции и амплитуды и фазы света.

Табл. 1. Методы синтеза модели дифракционной структуры

Метод	Тип носителя	Ограничения ПЧБ
Биполярной интенсивности (внеосевой голограммы)	АМ, ФМ, БАМ	$N_a \leq N_\Gamma/2$
Макропиксельный метод Ли — Буркхарда	АМ	$N_a \leq N_\Gamma/6$
Парафазного кодирования	ФМ	$N_a \leq N_\Gamma/2$
Квадратурных макропикселей	БАМ	$N_a \leq N_\Gamma/2$
Обобщённый метод квадратурных макропикселей	АМ/ФМ	$N_a \leq N_\Gamma/4$
Поиск оптимальной проекции	любой	$N_a \leq N_\Gamma$ (ФМ) $N_a \leq N_\Gamma/2$
Итерационные методы: Герцберга — Сэкстона, прямого перебора и т. д.	любой	$N_a \leq N_\Gamma$ (ФМ) $N_a \leq N_\Gamma/2$
Прямая бинаризация	АМ(2), ФМ(2)	$N_\Gamma = N_\Gamma^{bin}$
Макропиксельный бинарный растр	АМ(2)	$N_\Gamma = N_\Gamma^{bin}/2(q-1)$
Метод бинарных супер-пикселей	АМ(2)	$N_\Gamma = N_\Gamma^{bin}/q$

2. Методы компьютерной голографии

Для получения голограммных элементов, реализующих комплексные функции A_1 и A_2 в схеме с рис. 1, используются методы компьютерной голографии. Процесс получения компьютерно-синтезированных голограмм включает в себя три основных этапа: 1) синтез (или рендер) модели объектной волны, 2) синтез модели дифракционной структуры и 3) физическая реализация дифракционной структуры на материальном носителе [1]. Целью первого этапа является поиск функционального представления комплексной модели объектной волны в плоскости голограммы. На этом этапе используется цифровая модель трёхмерного или двухмерного объекта, или двумерное изображение комплексной модели реализуемого отклика в виде набора распределённых в пространстве излучающих точек или полигонов. Далее, путём суммирования моделей элементарных волн, производится синтез функции объектной волны в плоскости голограммы. Для ускорения синтеза используют методы на основе таблиц соответствия и интегральные преобразования скалярной теории дифракции, реализованные с использованием алгоритма быстрого преобразования Фурье.

На втором этапе решается задача синтеза модели дифракционной структуры, формирующей восстановленную волну, функционально связанную с объектной волной. На этом этапе используется тип модуляционной характеристики носителя или устройства, с помощью которого планируется реализация голограммы. В общем случае выделяют несколько видов материальных носителей: чисто-амплитудные (АМ), чисто-фазовые (ФМ), с биполярной амплитудной модуляцией (БАМ), амплитудные с аддитивным фазовым сдвигом (АМ/ФМ), а также бинарные носители: амплитудные АМ(2) и фазовые ФМ(2). В табл. 1 представлены основные методы синтеза модели дифракционной структуры, а также ограничение пространственно-частотной базы реализуемых с помощью этих методов моделей [2]. Три последние строки таблицы посвящены перспективным методам бинарной реализации моделей дифракционных структур [3]. Третий этап заключается в физической реализации модели дифракционной

структуры на материальном носителе методами оптической проекции, литографии или голографической печати, а также путём вывода на экран ПВМС.

3. Формирование изображений с помощью компьютерно-синтезированных голограмм

Формирование изображений объектов, представленных цифровыми моделями — одна из основных областей применения методов компьютерной голографии. В настоящее время продемонстрировано большое число примеров реализации КСГ для формирования изображения как полно- так и частично параллаксных изображений трёхмерных объектов, представленных численными моделями. К примеру, в работе [4] представлена КСГ из $225\,000 \times 300\,000$ дискретных элементов размером 400 нм, формирующая полно-параллаксное 3-х мерное изображение. Типичные КСГ подобного типа состоят из не менее 10^8 элементов. В случае ПВМС максимальное число пикселей среди доступных устройств 10^7 , что ограничивает их применение для формирования изображений трёхмерных сцен с большим количеством излучающих элементов, однако позволяет успешно их применять для формирования изображений двухмерных объектов (рис. 2а и 2б), таких как символы в устройствах дополненной реальности [5] (рис. 2в), кодированные цифровые изображения [6–8] (рис. 2г), а также производить формирование комплексного импульсного отклика когерентных дифракционных корреляторов (рис. 2д).

Преимуществами использования КСГ в системах АГП является возможность применения комплексной модуляции или случайных фазовых масок для представления страницы данных в процессе синтеза [6], а также возможность создания компактных устройств мультиплексной записи КСГФ страниц данных на носитель методом оптической проекции [7, 8]. На рис. 3 представлены результаты численного исследования возможности КСГ для реализации комплексно-модулированных страниц данных [9]. Так, в случае АМ реализации дифракционной структуры методом биполярной интенсивности с сохранением 256 уровней градации полутона возможно формирование страницы данных, подвергнутой вплоть до 256-QAM модуляции с величиной BER ниже 10^{-6} (рис. 3а). Однако в случае ФМ реализации или в случае наличия аддитивного фазового сдвига (АМ/ФМ) точность восстановленного изображения значительно снижается. На рис. 3б представлено сигнальное созвездие страницы данных, представленной типом цифровой модуляции 16-QAM, восстановленной с КСГФ реализованной с помощью амплитудного носителя, обладающего аддитивным фазовым сдвигом, аналогичным амплитудному ПВМС LC-2002 [10] с сохранением 96 уровней квантования характеристики.

4. Реализация компьютерно-синтезированных голографических фильтров

Одной из перспективных прикладных задач применения методов компьютерной голографии является реализация комплексных фильтров в когерентных дифракционных корреляторах изображений. На рис. 4 представлен результат исследования влияния метода реализации КСГФ на точность корреляционного распознавания объектов в условиях поворота цели. В качестве фильтра использовался составной инвариантный фильтра LPCC [4].

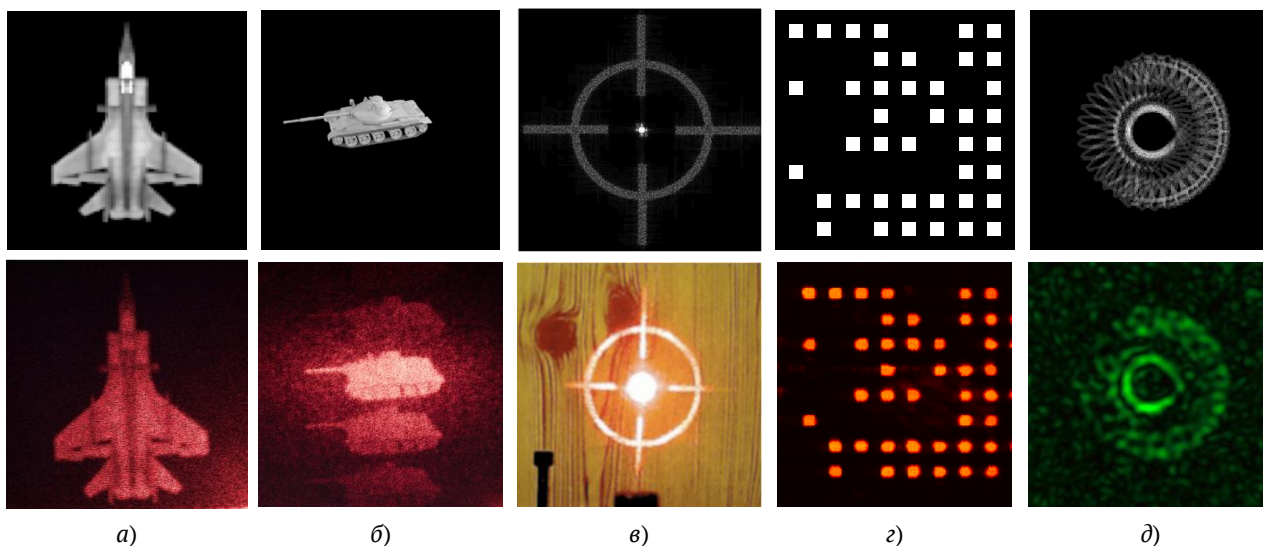


Рис. 2. Цифровые модели объектов (верхний ряд) и восстановленные изображения с применением КСГФ (нижний ряд), реализованной с помощью: чисто-фазового ПВМС (а); бинарного амплитудного ПВМС (б); на материальном носителе методом контактного копирования с бинарной мастер матрицы (в); методом проекционной записи в схеме на основе дисплея OLED (г); бинарного амплитудного носителя (д)

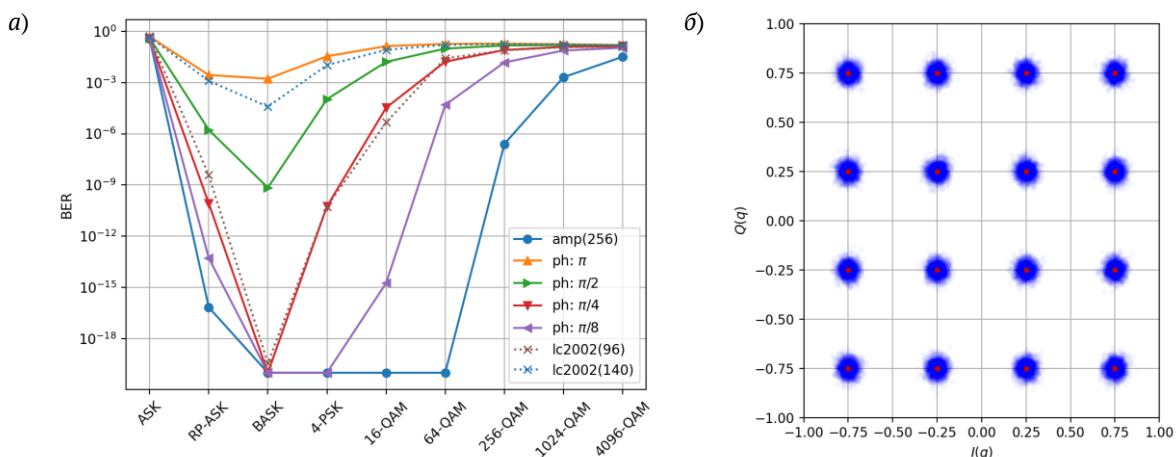


Рис. 3. Анализ возможности формирования изображений комплексно-модулированной страницы данных 1000×2000 элементов с помощью КСГФ размерностью 2048×2048 элементов

Из представленного результата видно, что большинство методов амплитудной реализации, с сохранением менее 4-х уровней градации пропускания позволяют классификацию объектов с вероятностью ошибки не выше 2%. В случае прямой бинарной реализации КСГФ выбор метода бинаризации существенно определяет точность метода. Так в случае локальных методов, гистограмм и Ниблэка, вероятность ошибки составила 4% и 10% соответственно, а в случае глобального метода Оцу — 0,02%, что оказалось ниже, чем у исходного комплексного фильтра. На рис. 5 представлены результаты реализации 4-*f* коррелятора с бинарной амплитудной модуляцией в плоскости голографического фильтра [12].

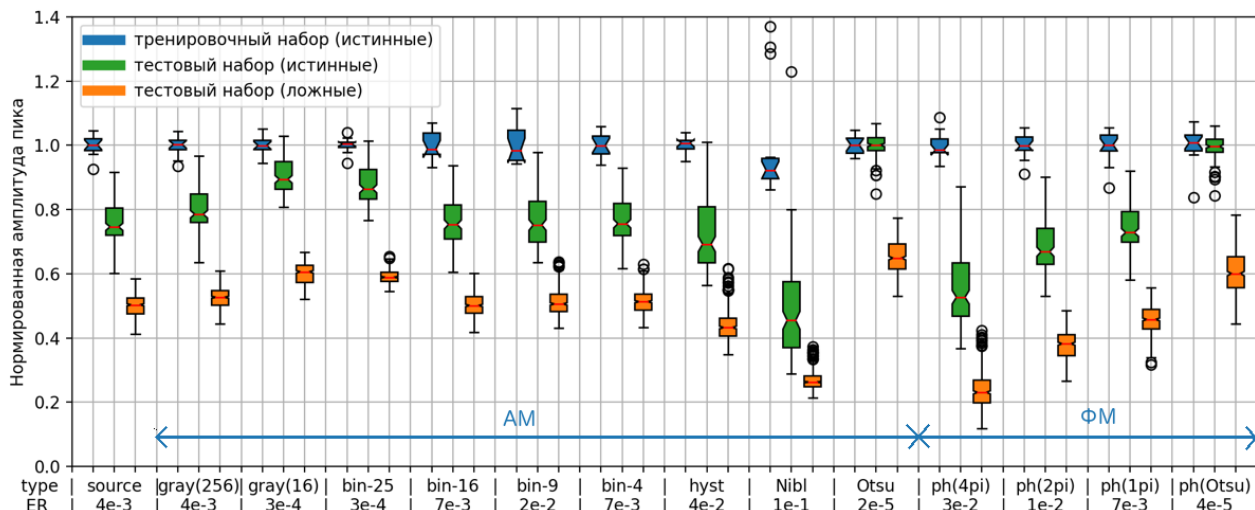
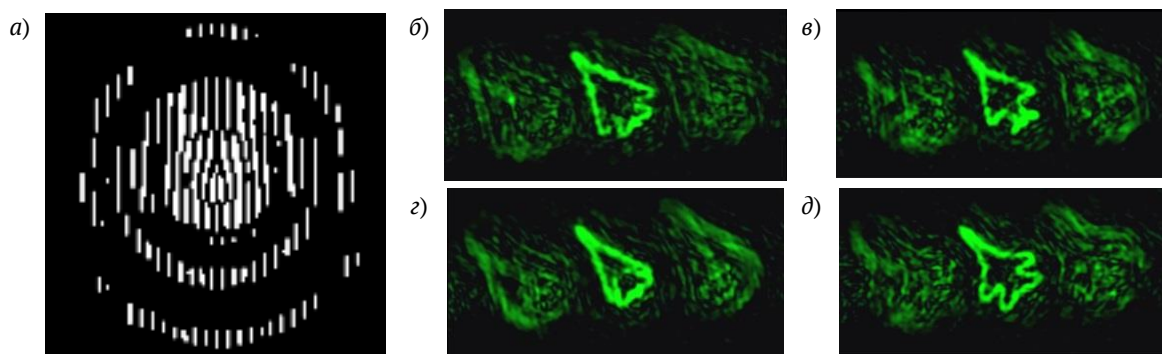


Рис. 4. Варианты реализации инвариантных фильтров в схеме 4-*f* коррелятора в виде голографических фильтров. Представлены диаграммы разброса значений нормированной амплитуды корреляционного пика для различных случаев реализации КСГФ



a — изображение центральной части КСГ инвариантного фильтра, представленного на рис. 2*d*, бинаризованной методом Оцу; *б* — выходной отклик коррелятора на истинный объект, слева от изображения объекта — яркий корреляционный пик; *в–д* — выходные отклики коррелятора на ложные объекты

Рис. 5. Выходные сигналы 4-*f* коррелятора с бинарной модуляцией в плоскости голограммного фильтра

В случае фазовой модуляции (рис. 4) при глубине модуляции фазы более чем π радиан, несмотря на высокую дифракционную эффективность, точность оказалась низкой. Однако при бинаризации функции фазового аргумента методом Оцу до дискретных значений 0 и π также наблюдается увеличение точности классификации.

Заключение

Таким образом, представленные в работе результаты демонстрируют возможности по применению методов компьютерной голографии для построения оптико-цифровых устройств визуализации, обработки и хранения цифровой информации.

Список источников

[1] **Kyoji Matsushima, K.** Introduction to Computer Holography: Creating Computer-Generated Holograms as the Ultimate 3D Image. — Springer Nature, 2020.

- [2] **Злоказов, Е. Ю.** Методы и алгоритмы компьютерного синтеза голограммных элементов для получения комплексного импульсного отклика оптических систем обработки информации на основе современных пространственных модуляторов света / Е. Ю. Злоказов // Квантовая электроника. — 2020. — Том 50. — № 7. — С. 643–652.
- [3] **Евтихийев, Н. Н.** Высокоскоростная оперативная реализация голографических и дифракционных элементов с применением микрозеркальных пространственно-временных модуляторов света / Н. Н. Евтихийев, Е. Ю. Злоказов, В. В. Краснов и др. // Квантовая электроника. — 2020. — Том 50. — № 7. — С. 667–674.
- [4] **Matsushima, K.** Very Large-Scale Computer-Generated Hologram for 3D Display // Design & Fabrication (ODF'18), Hiroshima, 2018. — 2018. — P. 30S4-02.
- [5] **Zlokazov, E. Yu.** Computer-generated Fourier hologram in optical devices of visual observation / E. Yu. Zlokazov, A. Yu. Betin, S. S. Donchenko et al. // Proceedings of 10th International Symposium on Display Holography ISDH-2015. — 2015. — P. 196–197.
- [6] **Betin, A. Yu.** [Holographic memory optical system based on computer-generated Fourier holograms](#) / A. Yu. Betin, V. I. Bobrinev, S. B. Odinokov, N. N. Evtikhiev, R. S. Starikov, S. N. Starikov, E. Yu. Zlokazov // Applied Optics. — 2013. — Vol. 52. — № 33. — P. 8142–8145.
- [7] **Betin, A. Yu.** [Holographic memory system based on projection recording of computer-generated 1D Fourier holograms](#) / A. Yu. Betin, V. I. Bobrinev, S. S. Donchenko, S. B. Odinokov, N. N. Evtikhiev, R. S. Starikov, S. N. Starikov, E. Yu. Zlokazov // Applied Optics. — 2014. — Vol. 53. — № 28. — P. 6591–6597.
- [8] **Odinokov, S. B.** [Application of optoelectronic micro-displays for holographic binary data recorder based on computer generated Fourier holograms](#) / S. B. Odinokov, E. Yu. Zlokazov, A. Yu. Betin, S. S. Donchenko, R. S. Starikov, N. M. Verenikina // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2016. — Vol. 25. — № 4. — P. 255–261.
- [9] **Zlokazov, E. Yu.** [Transparency function presentation of computer generated Fourier holograms for complex data page restoration](#) / E. Yu. Zlokazov // Japanese Journal of Applied Physics. — 2019. — Vol. 58. — № SKKD04. — P. 1–6.
- [10] **Гончаров, Д. С.** Влияние дополнительной фазовой модуляции амплитудных жидкокристаллических ПВМС на характеристики распознавания изображений в инвариантном оптико-цифровом корреляторе / Д. С. Гончаров, Н. Н. Евтихийев, В. В. Краснов и др. // Компьютерная Оптика. — 2019. — Том 43. — № 2. — С. 200–208.
- [11] **Hassebrook, L. G.** [Linear phase coefficient composite filter banks for distortion-invariant optical pattern recognition](#) / L. G. Hassebrook, B. V. Kumar, L. D. Hostetler // Optical Engineering. — 1990. — Vol. 29. — № 9. — P. 1033–1043.
- [12] **Evtikhiev, N. N.** [Invariant correlation filter with linear phase coefficient holographic realization in 4-F correlator](#) / N. N. Evtikhiev, S. N. Starikov, D. V. Shaulskiy, R. S. Starikov, E. Yu. Zlokazov // Optical Engineering. — 2011. — Vol. 50. — № 6. — P. 065803.

Алгоритмы восстановления фазы в терагерцовом диапазоне частот по разноудаленным распределениям интенсивности

Н. В. Петров¹, Ж.-Б. Перро², А. Чопард^{2,3}, Ж.-П. Гийе², Е. Г. Циплакова¹, О. А. Смолянская¹, П. Моне²

¹ Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Университет Бордо, Бордо, Франция

³ Lytid, Париж, Франция

В докладе будут рассмотрены алгоритмы восстановления фазы объектного волнового фронта из набора распределений интенсивности, которые сформированы монохроматическим терагерцовым излучением и зарегистрированы на различном удалении от объекта. экспериментальных данных, записанных при облучении пропускающих и отражающих объектов.

Ключевые слова: восстановление фазы, терагерцовое излучение, итерационный алгоритм, экстраполяция.

Цитирование: Петров, Н. В. Алгоритмы восстановления фазы в терагерцовом диапазоне частот по разноудаленным распределениям интенсивности / Н. В. Петров, Ж.-Б. Перро, А. Чопард, Ж.-П. Гийе, Е. Г. Циплакова, О. А. Смолянская, П. Моне // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 29–34.

Введение

Голографическая визуализация с использованием непрерывного излучения терагерцового диапазона частот получила интенсивное развитие в последние годы. Обеспечиваемый этими методами доступ к комплексной амплитуде волны, посредством решения уравнений, описывающих процесс распространения волн, позволяет сформировать сфокусированное изображение объекта из рассеянного комплексного объектного волнового поля, восстановленного на удалении от объекта. Среди методов голографической визуализации можно выделить: 1) техники цифровой голографии, основанные на регистрации аналого-цифровыми средствами детектирования числовой модели дифракционной структуры, формируемой в результате интерференции опорной и объектной волны и 2) методы восстановления фазы из интенсивности, относящиеся к теории решения обратных задач в оптике. Методы восстановления фазы используют набор данных, содержащих информацию об амплитуде волны, для получения информации о ее фазовом набеге. Важной отличительной особенностью большинства из таких методов является регистрация данных с использованием однолучевой оптической схемы без формирования отдельной опорной волны. Следствием этого является высокая устойчивость к вибрациям и более низкие, по сравнению с методами цифровой голографии, требования к энергии источника излучения, что особенно актуально, например, для терагерцового (ТГц) диапазона частот. Еще одним преимуществом методов восстановления фазы перед большинством методов внеосевой цифровой голографии является оптимальное использование пространственной базы сигнала [1], в потенциале способное обеспечить более высокое пространственное разрешение. В отличие от осевой цифровой голографии, регистрация

данных в которых производится в аналогичной однолучевой схеме, методы восстановления фазы алгоритмически гарантируют формирование изображения объекта без паразитного влияния мнимого изображения [2].

Существует множество подходов и методов восстановления фазы, которые можно разделить на две категории [3]: детерминированные и итерационные. К первой категории относятся методы, в которых решение может быть получено напрямую из уравнения, в то время как во второй категории это обеспечивается в ходе последовательных приближений. Алгоритмы, рассматриваемые в данной работе, относятся к итерационным методам, берущим свое начало в работе Герчберга — Сэкстона [4]. Известная проблема сходимости к локальному минимуму, присущая алгоритмам типа Герчберга — Сэкстона, использующим информацию о модуле комплексной амплитуды поля в Фурье-плоскости и плоскости объекта, решается за счет регистрации и использования набора разноудаленных от объекта распределений интенсивности. Оригинальный метод, реализующий это, получил название SBMIR от англ. Single Beam Multiple Intensity Reconstruction [5]. Впоследствии были предложены его различные модификации: использующие при регистрации специальный диффузор, обеспечивающий формирование частично-развитой спекл-структуры [6], регистрацию одновременно на различных расстояниях и с использованием различных длин волн [7], неупорядоченное распространение волнового фронта [8], экстраполяцию данных за пределы области регистрации [9].

Следует отметить, что несмотря на большое количество работ по использованию методов класса SBMIR, алгоритмов стохастического использования распределений интенсивностей [8] и самоэкстраполяции данных за пределы области регистрации [9] еще не применялись для восстановления фазы ТГц объектного волнового фронта из набора разноудаленных распределений интенсивности. Поэтому в данной работе мы исследовали особенности этих итерационных алгоритмов и их эффективность при работе с данными, сформированными двумя источниками излучения: диодом Ганна с умножением частоты и квантово-каскадным лазером.

1. Краткое описание рассматриваемых алгоритмов

В данной работе исследуется производительность алгоритмов, в качестве данных для восстановления фазы которые используют идентичные наборы распределений интенсивности. Рассмотрим кратко принципы этих алгоритмов.

1.1. Алгоритм SBMIR

Одним из итерационных алгоритмов восстановления фазы, использующим информацию о зарегистрированных распределениях интенсивности в объеме дифракционного поля на различном удалении от объекта, является метод SBMIR (Single Beam Multiple Intensity Reconstruction, англ.), описанный в работе [5]. Основу метода составляют уравнения распространения волнового поля между плоскостями регистрации, решаемые на каждом шаге итерационного процесса (в оригинале метод углового спектра плоских волн). Итерационная про-

цедура реализуется посредством следующего алгоритма. В первой плоскости изначально задаются фазовое и амплитудное распределения, и при распространении поля на каждом шаге алгоритма до последующей плоскости происходит замена интенсивности рассчитанного поля на экспериментально измеренную интенсивность, при этом информация о фазе остается неизменной. В плоскости объекта искомое распределение поля определяется по окончании итерации.

1.2. Алгоритм SBMIR-U

Алгоритм, реализующий неупорядоченное распространение оценочного волнового фронта между плоскостями [8], наследует операции, выполняемые алгоритмом SBMIR, а именно — после расчета оценочной функции волнового поля в новой плоскости, получившаяся в результате расчета амплитуда заменяется на измеренную, а фаза сохраняется. Отличительной особенностью этого алгоритма является использование распределений интенсивности в стохастическом порядке. В данной работе для краткости мы будем называть этот алгоритм SBMIR-U от *unordered* — неупорядоченное распространение волнового фронта [8].

1.3. Алгоритм SBMIR-S

Алгоритм, реализующий экстраполяцию волнового поля за пределы области, пространственно-ограниченной в процессе регистрации кратко можно описать следующим образом. На первой итерации происходит увеличение размеров расчетной сетки путем дополнения нулями границ области расчета. На всех последующих итерациях производится замена центральной части синтезированной итерационным оператором распределения амплитуды на амплитуду, полученную посредством вычисления квадратного корня из физически зарегистрированного распределения интенсивности. Для улучшения сходимости алгоритма используется аподизирующая маска, ограничивающая распределение энергии в области объекта. Условимся называть этот алгоритм SBMIR-S от англ. *self-extrapolation* — экстраполяции данных за пределы области регистрации [10].

2. Оптические схемы для регистрации данных

В наших экспериментах мы работали со схемами как на пропускание [11], так и на отражение [12] (см. рис. 1), а также с источниками, различающимися частотой излучения: диодом Ганна с умножением частоты (частота $\nu = 0,287$ ТГц, советующая длина волны $\lambda = 1044,57$ мкм, мощность 14 мВт) и милливатным квантово-каскадным лазером от Lytid ($\nu = 2,5$ ТГц (советующая длина волны $\lambda = 119,91$ мкм). Кроме того, в экспериментах были использованы разные приемники излучения: диод с барьером Шоттки, измеряющий распределение интенсивности в режиме растрового сканирования (динамический диапазон 71 дБ), и матричные приемники от INO (288×384 пикселей размером 35 мкм) и I2S (288×384 размер пикселя 50 мкм).

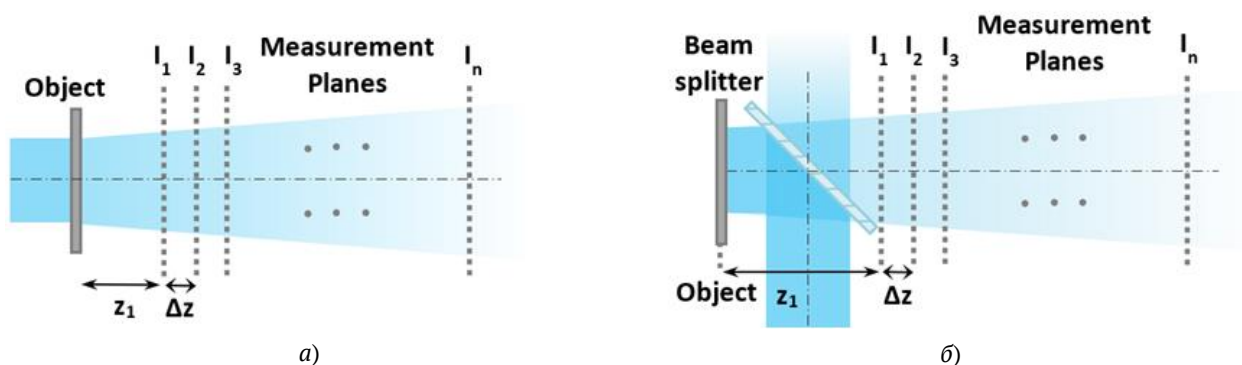


Рис. 1. Используемые конфигурации схем регистрации данных в экспериментах по восстановлению фазы: на пропускание (а) и отражение (б)

На рис. 1а показана более простая схема экспериментальной установки в режиме на пропускание. В этом режиме были проведены несколько три серии экспериментов: с 1) диодом Ганна в качестве источника и с диодом с барьером Шоттки в качестве приемника, (2) квантово каскадным лазером и матричным приемником от INO, 3) квантово каскадным лазером и матричным приемником от I2S. Параметры сбора данных в этих экспериментах следующие.

1. Регистрация в 11 плоскостях в режиме растрового сканирования с поперечной сеткой: 240×240 , поперечный шаг сканирования (размер пикселя в сформированном распределении интенсивности) $\Delta x = 500$ мкм, расстояние от объекта до первой плоскости $z_1 = 15$ мм, расстояние между плоскостями $\Delta z = 13$ мм.

2. Регистрация распределений интенсивности с разрешением 288×384 пикселей размером $\Delta x = 35$ мкм в 20–35 плоскостях, z_1 варьировалось от 0,95 до 13 мм, $\Delta z = 1$ мм (для ближайших 20 плоскостей и $\Delta z = 2$ мм для оставшихся 15).

3. Регистрация распределения интенсивности с разрешением 288×384 пикселей размером $\Delta x = 50$ мкм в 51 плоскости, $z_1 \cong 0,97$, $\Delta z = 2$ мм.

В режиме регистрации пространственных распределений интенсивности на отражение можно выделить два возможных варианта. В первом, при освещении объекта перпендикулярно его поверхности, используется светоделитель, который приводит к потерям энергии, но позволяет использовать стандартные уравнения дифракции, описывающие распространение волнового фронта между двумя плоскостями, поперечными к оптической оси. Вторая схема более энергосберегающая и иногда обеспечивает немного более высокое разрешение, но при решении уравнений дифракции к волновому фронту следует применять дополнительные преобразования вращения. Мы использовали схему со светоделителем которая представлена на рис. 1б. ТГц излучение было сфокусировано и расширено до подходящей площади примерно 8×8 см и при помощи светоделителя направлено на статично расположенный объект в области расширенного коллимированного поля. После отражения от объекта и прохождения через светоделитель, дифрагированное поле регистрировалось при помощи растрового сканирования изображений в нескольких плоскостях на разных расстояниях вдоль оси z .

Регистрация в режиме на отражение проводилась при следующих параметрах: 11 плоскостей: 240×240 , размер пикселя в сформированном распределении интенсивности $\Delta x = 500$ мкм, $z_1 = 83$ мм, $\Delta z = 13$ мм.

Обычно регистрация в режиме на пропускание позволяет расположить детектор ближе, обеспечивая тем самым более высокое разрешение за счет захвата более высоких пространственных частот по сравнению с режимом на отражение, когда физический размер элементов экспериментальной установки или самого объекта препятствует близкому размещению детектора. Схема на отражение хорошо подходит для исследования образцов с высоким поглощением в ТГц диапазоне, например, биологических образцов [13].

3. Обсуждение результатов

В процессе восстановления волнового фронта итерационным алгоритмом важно последовательно подавать распределения интенсивности, обладающие достаточными различиями с одной стороны, что накладывает ограничение на минимальный интервал между используемыми распределениями интенсивности. С другой стороны, ввиду недостатка мощности ТГц источников и ограниченной чувствительности приемников излучения, поперечный размер пучка не может быть сильно увеличен, что в свою очередь приводит к формированию дифракционных картин при малых числах Френеля. В результате экспериментов с использованием различных итерационных алгоритмов было установлено, что использование большого количества разноудаленных распределений интенсивности негативно сказывается на пространственном разрешении, поскольку самые дальние изображения регистрируются с самой низкой числовой апертурой. Восстановленный волновой фронт, сфокусированный в плоскость объекта в случае с использованием распределений интенсивности в количестве более 20, включая распределения, характеризующиеся малыми числами Френеля, содержит крупные спеклы. При восстановлении волнового фронта изображений из данных, записанных на первых 20 плоскостях, сравниваемые алгоритмы обеспечивают получение сопоставимых результатов, но изображение, полученное с использованием техник стохастического использования интенсивности и самоэкстраполяции, выглядит немного более резким. Относительно восстановления по данным, записанным в первых 5 плоскостях, можно утверждать, что алгоритм SBMIR-U демонстрирует лучшее качество изображения в тех областях объекта, которые были облучены. Объясняется это увеличением возможных вариантов путей распространения волнового фронта в итерационной процедуре.

Заключение

Таким образом, в работе были рассмотрены современные алгоритмы восстановления фазы из набора распределений интенсивности, записанных при облучении пропускающих и отражающих объектов, сформированными двумя источниками излучения: диодом Ганна с умножением частоты и квантово-каскадным лазером.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке международного гранта РФФИ №1-52-15035 НЦНИ_a.

Список источников

- [1] **Shevkunov, I. A.** [Comparison of digital holography and iterative phase retrieval methods for wavefront reconstruction](#) / I. A. Shevkunov, N. S. Balbekin, N. V. Petrov // Proceedings of SPIE. — 2014. — Vol. 9271. — P. 927128.
- [2] **Hu, J.** [Research on the superimposed frame number of terahertz digital holograms in double-exposed phase retrieval algorithm](#) / J. Hu, Q. Li, G. Chen // Proceedings of SPIE. — 2015. — Vol. 9674. — P. 96740F.
- [3] **Zuo, C.** [Transport of intensity equation: a tutorial](#) / C. Zuo, J. Li, J. Sun, Y. Fan, J. Zhang, L. Lu, R. Zhang, B. Wang, L. Huang, Q. Chen // Optics and Lasers in Engineering. — 2020. — Vol. 135. — P. 106187.
- [4] **Gerchberg, R. W.** A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures / R. W. Gerchberg, W. O. Saxton // Optik (Stuttg). — 1972. — Vol. 35. — P. 237–246.
- [5] **Pedrini, G.** [Wavefront reconstruction from a sequence of interferograms recorded at different planes](#) / G. Pedrini, W. Osten, Y. Zhang // Optics Letters. — 2005. — Vol. 30. — P. 833–835.
- [6] **Almoro, P. F.** [Enhanced deterministic phase retrieval using a partially developed speckle field](#) / P. F. Almoro, L. Waller, M. Agour, C. Falldorf, G. Pedrini, W. Osten, S. G. Hanson // Optics Letters. — 2012. — Vol. 37. — № 11. — P. 2088–2090.
- [7] **Petrov, N. V.** [Phase retrieval method for multiple wavelength speckle patterns](#) / N. V. Petrov, V. G. Bespalov, A. A. Gorodetsky // Proceedings of SPIE. — 2010. — Vol. 7387. — P. 73871T.
- [8] **Binamira, J. F.** [Accelerated single-beam multiple-intensity reconstruction using unordered propagations](#) / J. F. Binamira, P. F. Almoro // Optics Letter. — 2019. — Vol. 44. — P. 3130.
- [9] **Huang, Z.** [Multiplane digital holography based on extrapolation iterations](#) / Z. Huang, C. Kuang, L. Xu L. Cao // Optics Communications. — 2021. — Vol. 481. — P. 126526.
- [10] **Balbekin, N. S.** [Increasing the resolution of the reconstructed image in terahertz pulse time-domain holography](#) / N. S. Balbekin, M. S. Kulya, A. V. Belashov, A. Gorodetsky, N. V. Petrov // Scientific Reports. — 2019. — Vol. 9. — № 1. — P. 180.
- [11] **Petrov, N. V.** [Terahertz Multiple-Plane Phase Retrieval](#) / N. V. Petrov, J.-B. Perraud, A. Chopard, J.-P. Guillet, O. A. Smolyanskaya, P. Mounaix // Imaging and Applied Optics 2020. — Optical Society of America, 2020. — P. HF4G.8.
- [12] **Petrov, N. V.** [Terahertz phase retrieval imaging in reflection](#) / N. V. Petrov, J.-B. Perraud, A. Chopard, J.-P. Guillet, O. A. Smolyanskaya, P. Mounaix // Optics Letters. — 2020. — Vol. 45. — P. 4168.
- [13] **Cassar, Q.** [Pilot study of freshly excised breast tissue response in the 300–600 GHz range](#) / Q. Cassar, A. Al-Ibadi, L. Mavarani, P. Hillger, J. Grzyb, G. MacGrogan, T. Zimmer, U. R. Pfeiffer, J.-P. Guillet, P. Mounaix // Biomedical Optics Express. — 2018. — Vol. 9. — P. 2930–2942.

Регистрация цифровых объемных голограмм с фазово-модулированным опорным пучком

С. Г. Каленков¹, Г. С. Каленков²

¹ Московский политехнический университет, Москва, Россия

² Институт динамики геосфер РАН, Москва, Россия

Рассмотрен метод регистрации и реконструкции цифровых голограмм с фазово-модулированным опорным пучком, который создается подвижным зеркалом интерферометра. В процессе перемещения зеркала в каждом пикселе матрицы записывается интерферограмма — интенсивность интерференционного поля, образованного объектным и опорными полями, как функция величины перемещения подвижного зеркала. Фурье преобразование интерферограммы в каждом пикселе матрицы регистрации дает цифровую голограмму. В случае, когда голограмма записывается в свете когерентного источника, набор голограмм, записанных при каждом смещении зеркала, можно рассматривать как цифровые «слои» в объемных голограммах Денисюка. Показано, что при оптимальной связи между шагом зеркала и длиной волны можно при реконструкции голограммы устранить как фон, так и сопряженное изображение.

Ключевые слова: оптика, гиперспектральная голография, сканирующий интерферометр.

Цитирование: Каленков, С. Г. Регистрация цифровых объемных голограмм с фазово-модулированным опорным пучком / С. Г. Каленков, Г. С. Каленков // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 35–41.

Введение

В серии наших работ [1–4] был предложен метод регистрации цифровых гиперспектральных голограмм. Особенность данного метода состоит в том, что для записи гиперспектральных голограмм используется источник некогерентного (белого) света. Сама процедура записи состоит в том, что в оптическую схему включено подвижное зеркало для создания серии фазово-модулированных опорных пучков.

Отдельный интерес представляет случай, когда голограмма записывается в свете когерентного источника. В этом случае, как мы показали, набор голограмм, записанных при каждом смещении зеркала, можно рассматривать как цифровые «слои» в объемных голограммах Денисюка. Важная особенность таких объемных цифровых голограмм состоит в том, что процесс восстановления голографического изображения сводится, по существу, к простому преобразованию Фурье (в каждом пикселе матрицы регистрации) по величине смещения сканирующего зеркала. Кроме того, объемные голограммы, как известно, позволяют восстанавливать одно изображение объекта — действительное или мнимое (сопряженное). Как мы показали, для цифровой объемной голограммы это дает возможность значительно понизить шум, возникающий из-за наложения друг на друга действительного и сопряженного изображения.

Сама по себе возможность регистрации цифровых объемных голограмм представляет, конечно, самостоятельную ценность и в других задачах, где есть необходимость регистрации не только плоских объектов, но и протяженных сцен.

1. Модель

В процессе сканирования в каждом пикселе матрицы регистрируется временной сигнал, удобно смещение зеркала δ представить в виде $\delta = Vt$, V — скорость движения зеркала, и $\nu = \sigma V = V/\lambda$ — частота сигнала.

Тогда выражения для интерферограммы как функция времени имеет вид

$$G(\xi, t) = G_0 + A(\xi) \exp(-2\pi i \nu t) + A^*(\xi) \exp(2\pi i \nu t). \quad (1)$$

Определим \hat{F}_T — преобразование функции $f(t)$

$$\hat{F}_T[f] \equiv \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f(t) \exp(2\pi i \nu t) dt. \quad (2)$$

Здесь $T = L/V$ — одного скана зеркала.

При $T \rightarrow \infty$ \hat{F}_T — преобразование переходит просто в преобразование Фурье. Комплексно сопряженное преобразование, очевидно есть $\hat{F}_T^*[f] \equiv \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} f^*(t) \exp(-2\pi i \nu t) dt$.

В нашей работе [5] рассмотрена процедура записи голограмм, «резонансными» фазовыми шагами, когда длина хода сканирующего зеркала связана с длиной волны излучения условием: $\text{sinc}(\sigma L) = \text{sinc}(2\sigma L) = 0 \rightarrow \sigma L_m = m \rightarrow L_m = m\lambda$. Как показано в этой работе, это позволяет устранить при реконструкции (преобразовании Фурье) голограммы и фон, и сопряженное изображение. В этой работе мы также показали, что цифровая голография со сканирующим зеркалом имеет тесную и глубокую аналогию с аналоговой голографией Денисюка [6, 7]. Именно: зеркальные слои почернения в толстослойной голограмме Денисюка можно уподобить цифровым голограммам — «цифровым слоям», записанным при каждом шаге сканирующего зеркала.

Поскольку $L = VT$, то это условие можно записать так.

$$\text{sinc}(\nu T) = \text{sinc}(2\nu T) = 0 \rightarrow \nu T_m = m \rightarrow T_m = m\tau, \tau = \nu^{-1}. \quad (3)$$

В частности, для функции $f(t) \equiv 1$ из (2) и (3) следует, что

$$\begin{aligned} \hat{F}_{T_m}[1] &= \frac{1}{T_m} \int_{-T_m/2}^{T_m/2} 1 \exp(\pm 2\pi i \nu t) dt = \text{sinc}(\pm \nu T_m) = \\ &= \frac{1}{T_m} \int_{-L_m/2}^{L_m/2} 1 \exp(\pm 4\pi i \nu t) dt = \text{sinc}(2\nu T_m) = 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Условие (3) означают, что интерферограмма обрабатывается на временном интервале $T_m = m\tau$, т. е. надо брать целое число периодов сигнала, поступающего на матрицу (в каждый пиксель), с частотой ν .

Рассмотрим \hat{F}_{T_m} -преобразование голограммы (1). Умножим голограмму (1) на множитель $\frac{1}{T_m} \exp(2\pi i vt)$ и выполним интегрирование по интервалу $-T_m/2 \leq t \leq T_m/2$. С учетом (3) и (4), получим

$$\hat{F}_{T_m} [G(\xi, t)] = A(\xi). \quad (5)$$

Для комплексно сопряженного преобразования голограммы, очевидно, получим: $\hat{F}_{T_m}^* [G(\xi, t)] = A^*(\xi)$. (Здесь уже голограмму надо умножить на $\frac{1}{T_m} \exp(2\pi i vt)$ и выполнить интегрирование.)

2. Шум

Шум при регистрации голограммы возникает по двум причинам: во-первых, объектное поле распространяется по трассе объект — матрица через оптически неоднородный слой воздуха. Далее такой слой будем называть турбулентной средой. Во-вторых, положение зеркала при записи голограммы определяется с некоторой точности. Поэтому при интегрировании или, при выполнении \hat{F}_{T_m} — преобразования голограммы, нет возможности идти «точно по следам», т. е. брать именно те значения переменной t , при которых регистрировалась голограмма $G(\xi, t)$ на каждом шаге.

2.1. Шум, обусловленный турбулентностью

Если бы воздушная трасса была однородна, то амплитуда $A(\xi)$ в плоскости регистрации была бы связана с амплитудой объекта $a(x)$ интегральным оператором $\hat{\Phi}(\xi, x) : A(\xi) = \hat{\Phi}(\xi, x)a(x)$, где, в зависимости от геометрии эксперимента, оператор представляет собой либо преобразование Френеля, либо преобразование Фурье. При наличии турбулентности на трассе, локальное значение показателя преломления среды испытывает случайные флуктуации, поэтому сам оператор $\hat{\Phi}$ является случайной величиной, зависящий от локальных пространственных флуктуаций плотности среды, которые сами зависят от времени. Таким образом, комплексная амплитуда поля в плоскости регистрации $A(\xi)$ зависит от времени.

$$A(\xi, t) = \hat{\Phi}(t, \xi, x)a(x). \quad (6)$$

В общем случае $\hat{\Phi}(t, \xi, x)$ — есть, вообще говоря, интегральный оператор, который определяется путем решения уравнений Максвелла для распространения световых волн в неоднородной среде. Вопросы, связанные с детальным распространением волн в неоднородной среде, выходят за рамки нашего рассмотрения. Здесь мы ограничимся случаем слабой турбулентности, когда оператор $\hat{\Phi}(t, \xi, x)$ представляет собой преобразование Френеля. В этом случае, подставляя в выражение (1) для интерферограммы, комплексную амплитуду $A(\xi, t)$ получаем

$$\begin{aligned} G_{ac}(\xi, t) &= G_0 + A(\xi, t) \exp(-2\pi i \nu t) + A^*(\xi, t) \exp(2\pi i \nu t) = \\ &= G_0(t) + \hat{\Phi}(t, \xi, \mathbf{x}) a(\mathbf{x}) \exp(-2\pi i \nu t) + \hat{\Phi}^*(t, \xi, \mathbf{x}) a(\mathbf{x}) \exp(2\pi i \nu t). \end{aligned} \quad (7)$$

Индекс ac в выражении для голограммы (accidental) подчеркивает стохастический процесс регистрации голограммы с учетом шумов $G_{ac}(\xi, t)$. Теперь выполним \hat{F}_{T_m} -преобразования голограммы (7), которое содержит три интеграла: первый интеграл — это преобразование фона $G_0(\xi, t) = |A(\xi, t)|^2 + 1$, которое сводится к преобразованию интенсивности объектного поля в произвольном пикселе ξ , именно

$$\hat{F}_{T_m} G_0(\xi, t) = \frac{1}{T_m} \int_{-T_m/2}^{T_m/2} |A(\xi, t)|^2 \exp(2\pi i \nu t) dt. \quad (8)$$

Если за время порядка T_m интенсивность предметного поля в каждом пикселе ξ существенно во времени не меняется, то $|A(\xi, t)|^2 \approx \text{const}$ и интеграл (8) равен нулю. Это условие: $\hat{F}_{T_m} G_0(\xi, t) = 0$ и означает приближение слабой турбулентности среды на трассе распространения предметной волны от объекта до матрицы регистрации.

Оценим величину интервала времени T_m в наших экспериментах. Зеркало проходит путь порядка 30 мкм примерно за 10 с, так что скорость $V \approx 3$ мкм/с, длина волны $\lambda \approx 0,5$ мкм, тогда частота $\nu = V/\lambda \approx 6-10$ с⁻¹, а период $\tau \approx 0,1$ с. Если взять $m = 10$, то $T_m \approx 1$ с.

Тем не менее, слаботурбулентная среда может вызывать фазовое искажение объектного поля. Чтобы учесть такие искажения, представим комплексную амплитуду возмущенного поля $A(\xi, t)$ в виде

$$A(\xi, t) = A(\xi) \exp(2\pi i \gamma t), \quad (9)$$

где γ — случайная величина, принимающая случайные значения в моменты времени регистрации интерферограммы. Образно говоря, турбулентность среды навязывает объектному полю множитель со случайной фазой $\varphi_\gamma = 2\pi \gamma t$.

2.2. Шум, обусловленный точностью позиционирования зеркала

Выше предполагалось, что скорость зеркала постоянна, а поэтому и частота $\nu = V/\lambda = \text{const}$. В действительности, это, конечно, не так: скорость также следует считать случайной величиной, именно: $V(t) = V + \Delta V(t)$, где $\Delta V(t)$ — случайная величина. Соответственно и частоту $\nu(t) = \nu + \Delta V(t)/\lambda$ следует считать случайной величиной. Подставим эту величину в выражение (7), и, учитывая (9), получаем

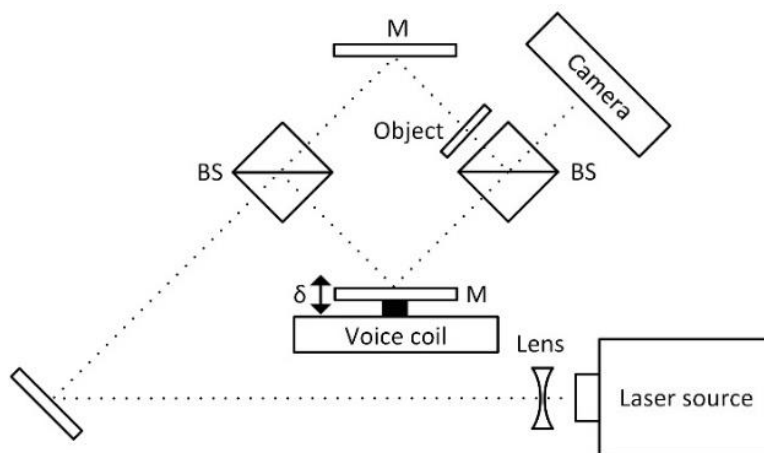
$$G(\xi, t) = G_0 + A(\xi) \exp(2\pi i \gamma t) \exp(-2\pi i \Delta \nu t) \exp(-2\pi i \nu t) + \text{cc}. \quad (10)$$

Здесь $\Delta \nu = \Delta V(t)/\lambda$ — случайная вариация частоты.

Как видно из (10), случайная вариация частоты также навязывает объектному полю множитель $\exp(-\exp(-2\pi i \Delta \nu t))$ со случайной фазой $\varphi_\nu(t) = 2\pi i \Delta \nu t$. Таким образом, голограмма (10) содержит комплексную амплитуду поля $A(\xi, t) = A(\xi) \exp[i\varphi_{ac}(t)]$ со стохастической фазой

$$\varphi_{ac}(t) = \varphi_\gamma + \varphi_\nu = 2\pi(\gamma + \Delta \nu)t. \quad (10)$$

В этих обозначения уравнение голограммы (10) можно записать в виде



Laser source – лазер, *BS* – светоделительный куб, *M* – зеркало, *Camera* – матричный приемник, *Object* – объект, *Lens* – отрицательная линза

Рис. 1. Оптическая схема интерферометра

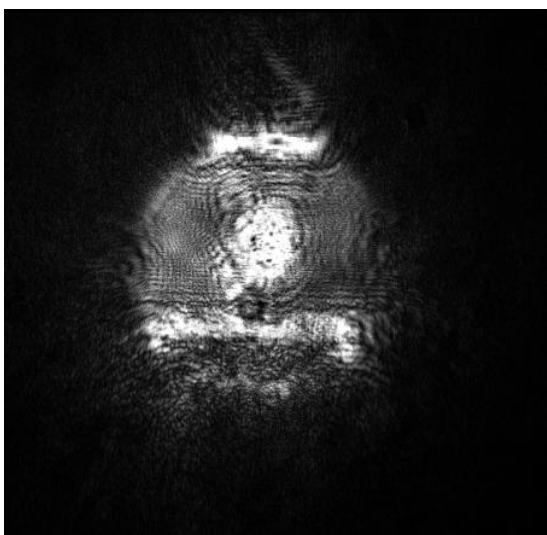


Рис. 2. Дифракционная картина объекта, поступающая на матрицу приемника



Рис. 3. Восстановленное изображение объекта: портрет Чарли Чаплина, перенесенный на голографическую пластину с уменьшением (размер объекта ≈ 1 мм)

$$G_{ac} = [G_0 + A_{ac}(\xi) \exp(-2\pi i v t) + A_{ac}^*(\xi) \exp(2\pi i v t)]. \tag{11}$$

а ее преобразование Фурье дает просто комплексную амплитуду стохастического поля $\hat{F}_{T_m} \{G_{ac}(\xi, \delta)\} = A_{ac}(\xi) = A(\xi) \exp[i\Delta_k(\xi)]$, как это было при выводе формулы (4).

3. Эксперимент

Экспериментальную верификацию изложенных выше принципов выполняли на интерферометре, оптическая схема которого приведена на рис. 1.

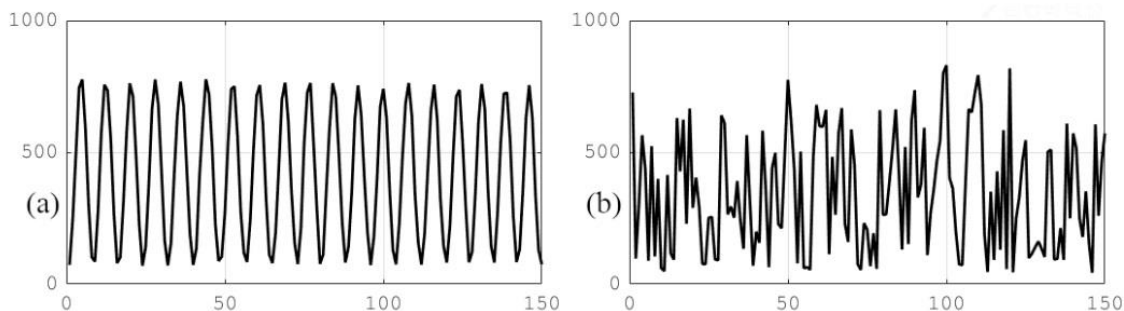


Рис. 4. Вид интерферограммы при регистрации в стационарных условиях (a) и при наличии возмущений (b)

Излучение лазера расширяется слабой линзой и направляется в интерферометр. Дифракционная картина объекта (голографическая пластинка, на которую предварительно сфотографировали с уменьшением портрет Чарли Чаплина) падает на матрицу приемника (рис. 2 и 3).

Зеркало в опорном плече, размещенное на подвижке, направляет опорный луч также на матрицу, формируя цифровую голограмму. Камера с некоторой частотой кадров ≈ 50 Гц регистрирует набор голограмм при последовательном смещении зеркала с постоянной скоростью. В процессе смещения зеркала каждый пиксель матрицы регистрирует интерферограмму: интенсивность пришедшего излучения как функцию времени. В условиях равномерно движущегося зеркала и отсутствия вибраций вид интерферограммы представляет собой синусоидальный сигнал, в случае присутствия каких-либо возмущений сигнал искажается. На рис. 4 приведены интерферограммы, полученные в стационарных условиях и в присутствии воздушного потока в предметном плече.

Заключение

Рассмотрен метод и соответствующая оптическая схема регистрации цифровых голограмм объектов с фазово-модулированным опорным пучком. Оптическая схема регистрации включает в себя лазер и интерферометр со сканирующим зеркалом для генерации фазово-модулированных опорных волн. Построена теоретическая модель влияния шума на качество реконструированного изображения. Проведены эксперименты по цифровой реконструкции голографического изображения объекта, находящегося в слаботурбулентной воздушной среде. Показано, что оптическая схема и предложенный алгоритм реконструкции изображения обладает значительной устойчивостью к шумам, обусловленным вибрацией и турбулентностью. Рассмотрена также теоретическая модель влияния шума на качество реконструированного изображения. Проведены эксперименты по цифровой реконструкции голографического изображения объекта, находящегося в слаботурбулентной воздушной среде. Показано, что оптическая схема и предложенный алгоритм реконструкции изображения обладает значительной устойчивостью к шумам, обусловленным вибрацией и турбулентностью.

Список источников

- [1] **Kalenkov, S. G.** [Spectrally-spatial fourierholography](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Optics Express. — 2013. — Vol. 21. — № 21. — P. 24985–24990.
- [2] **Kalenkov, G. S.** Гиперспектральная голографическая фурье-микроскопия / G. S. Kalenkov, S. G. Kalenkov, A. E. Shtanko // Квантовая электроника. — 2015. — Том 4. — № 45. — P. 333–338.
- [3] **Kalenkov S. G.** [Hyperspectral holography: an alternative application of the Fourier transform spectrometer](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America B. — 2017. — Vol. 34. — № 5. — P. B49–B55.
- [4] **Kalenkov, S. G.** [Self-reference hyperspectral holographic microscopy](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America A. — 2019. — Vol. 36. — № 2. — P. A34–A38.
- [5] **Kalenkov, S. G.** [Continuous phase-shifting holography](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Journal of the Optical Society of America A. — 2019. — Vol. 37. — № 1. — P. 39–44.
- [6] **Kalenkov, S. G.** [Hyperspectral holography and volume Denisyuk holograms](#) / S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov // Holography: Advances and Modern Trends VI : Proceedings of SPIE. — 2019. — Vol. 11030. — P. 1103004.
- [7] **Денисюк, Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // Оптика и спектроскопия. — 1963. — Том 15. — С. 552–532.

Формирование мод Эрмита — Гаусса и их распознавание в условиях турбулентной оптической среды

В. В. Подлипнов, И. А. Прокофьева

¹ Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Самара, Россия

² Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия.

В работе представлены описание методов генерации, обучения и распознавание мод Эрмита — Гаусса на модельных изображениях и также изображениях с внесенными искажениями. Дополнительно алгоритм распознавания на основе нейросети был дообучен на реальных изображениях, полученных с использованием оптической установки. Точность распознавания составила 99,27% для модельных данных и 86,47% для экспериментальных данных.

Ключевые слова: оптика, дифракционные оптические элементы, моды Эрмита — Гаусса, нейросеть.

Цитирование: Подлипнов, В. В. Формирование мод Эрмита — Гаусса и их распознавание в условиях турбулентной оптической среды / В. В. Подлипнов, И. А. Прокофьева // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 42–47.

Введение

Моды Эрмита — Гаусса могут быть использованы для беспроводной оптической связи (Free-Space Optics, FSO) [1]. При этом в качестве формирователя различных мод могут выступать как отдельные моданы [2] для каждого информационного канала передачи информации, так и пространственные модуляторы света [3]. Далее эти информационные каналы могут объединяться в атмосферной оптической линии связи, передаваться и распознаваться как отдельные информационные потоки, повышая при этом пропускную способность атмосферной оптической линии связи. Однако, атмосферные системы оптической связи подвержены влиянию стохастических искажений в среде, в которой передается сигнал. Атмосферные затухание и рассеяние сигнала на аэрозольных частицах частицах турбулентные движения воздушной массы в области распространения пучка приводят к фазовым искажениям вследствие различных плотностей воздуха из-за наличия теплового градиента. Это приводит к появлению эффектов мерцания и блуждания лучей у изначально детерминированных лазерных световых пучков [4] что усложняет распознавание и анализ получаемого сигнала. Внесенные искажения часто приводят к перераспределению энергии в моды более низких порядков. Данная проблема приводит к необходимости поиска модовых пучков, более устойчивых к таким искажениям [5]. В работе [6] было показано, в некоторых случаях базис мод Эрмита — Гаусса (ЭГ) демонстрирует меньшие энергетические потери и перераспределение энергии между модами, чем базис мод Лагерра — Гаусса (ЛГ). Кроме того, в работах [7] было предложено анализировать характеристики искаженных мод ЛГ на основе базиса ЭГ. А в работе [8] было предложено детектировать моды ЭГ с применением сверточных нейронных сетей. В последнее

время методы глубокого обучения все чаще применяются в различных задачах, в том числе связанных с компенсацией искажений волнового фронта [9–10]. Анализ искажений и их компенсация при передаче информации атмосферными линиями связи основана на том, что искажения, вызванные турбулентными потоками воздуха, достаточно медленны относительно скорости анализа и распознавания этих самых искажений и могут быть скомпенсированы что называется «налету», тогда как сама нейросеть для анализа изображений мод может быть реализована на быстродействующих нейроморфных процессорах или программируемых логических интегральных схемах. Такой подход также позволяет использовать один из нескольких информационных каналов многоканальной атмосферной линии передачи в качестве канала для анализа атмосферных искажений, а другие для передачи информации.

В этой связи в данной работе исследуется актуальная задача выполнения однозначной классификации отдельных мод ЭГ по интенсивности поля в некоторой плоскости при наличии значительных искажений в распределении пучка. На этапе моделирования искажения вносились за счет астигматических искажений, поворота и зашумления. При оптической реализации на пространственный модулятор света подавалось фазовое распределение отдельной моды без дополнительного кодирования амплитудной информации [11]. В этом случае обеспечивается очень быстрое переключение между модами с различными индексами, хотя при этом имеет место существенное отклонение от идеального распределения (около 20–30%).

1. Обучение модели и генерация данных

Для генерации мод Эрмитта — Гаусса было использовано следующее выражение.

$$\Psi_{mn}(x, y) = \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) H_n\left(\frac{x}{\sigma}\right) H_m\left(\frac{y}{\sigma}\right), \quad (1)$$

где $H_m(x)$ и $H_n(y)$ соответствующие порядки полиномов, σ — гауссовый параметр.

В данном исследовании мы ограничились модами с индексами (n, m) в диапазоне от $(0, 0)$ до $(5, 5)$, то есть было выбрано 36 различных мод. Однако, учитывая, что при повороте на 90° мода с индексами (n, m) переходит в моду (m, n) , мы получили в результате 21 класс для задачи классификации.

Программа для генерации данных была написана на языке Python 3.7.6 с использованием библиотеки LightPipes [12]. Было получено по 200–300 изображений для каждой моды, при этом были осуществлены различные трансформации, такие как вращение, растяжение, сжатие и наложение шума (7%). Примеры сгенерированных мод представлены на рис. 1.

Для данной модели была выбрана архитектура ResNet [13], поскольку она позволяет достичь большей точности при обучении, чем архитектуры AlexNet, GoogLeNet или VGG, и при этом обучается быстрее, чем VGG или Inception. Архитектура ResNet в свою очередь подразделяется на ResNet-18, ResNet-34, ResNet-50, ResNet-101 и т. д. В качестве основы для модели рассматривались ResNet-18 и ResNet-34, так как соотношение точности и времени обучения кажутся наиболее оптимальными.

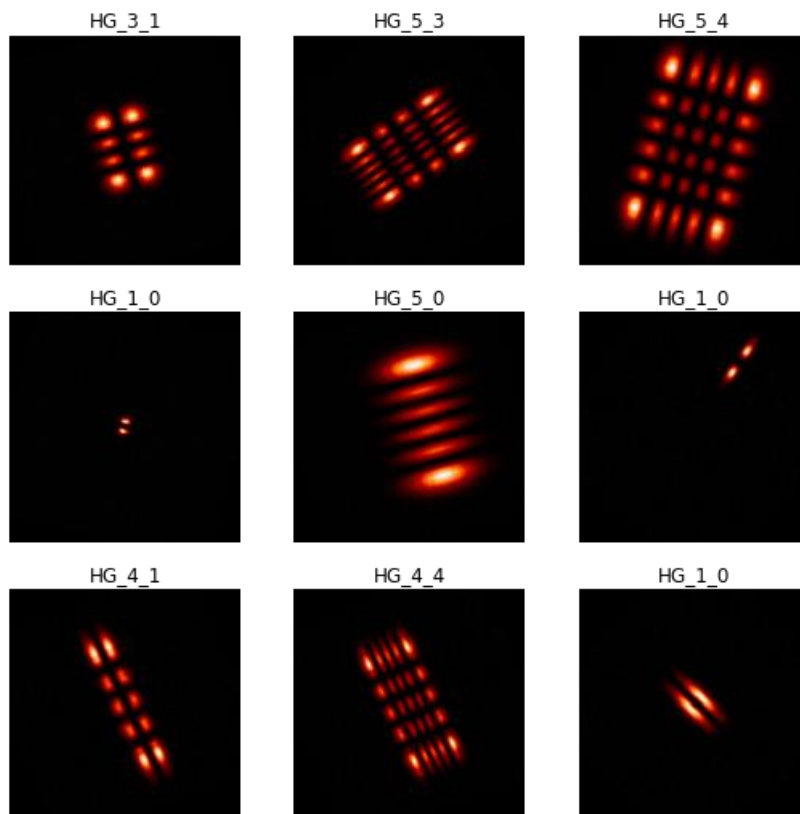


Рис. 1. Пример сгенерированных изображений

Программа была написана на языке Python 3.7.6 с использованием библиотеки `fastai`. Эта библиотека была выбрана, так как она предоставляет многие базовые методы и классы, позволяющие значительно сократить объем кода, большинство методов уже заточены под выполнение на GPU, присутствует удобная и продуманная визуализация результатов и многое другое.

Сгенерированные изображения предварительно были разделены на тренировочную и тестовую выборки. В тестовую выборку вошли 20% всех полученных изображений для каждой из мод. Обучение проходило только на тренировочной выборке, которая в свою очередь в процессе обучения была разделена на обучающую и валидационную.

Наибольшая точность была достигнута на предобученной сети ResNet-34 со следующими параметрами: темп обучения (`learningrate`) 0,001, процесс дообучения (`fine-tuning`) проводился на 40 эпохах, в качестве валидационной выборки использовалось 20% тренировочной выборки, все картинки приводились к размеру 224×224 , `batchsize=8`.

В качестве функции оптимизации был выбран алгоритм Adam, так как в процессе обучения он показал лучшие результаты, чем SGD (стохастический градиентный спуск). В качестве функции потерь (`loss function`) использовалась Cross-Entropy loss.

После обучения точность модели на тестовой выборке составила 99,27%. На рис. 2 приведены изображения, на которых значение `loss`-функции было наибольшим.

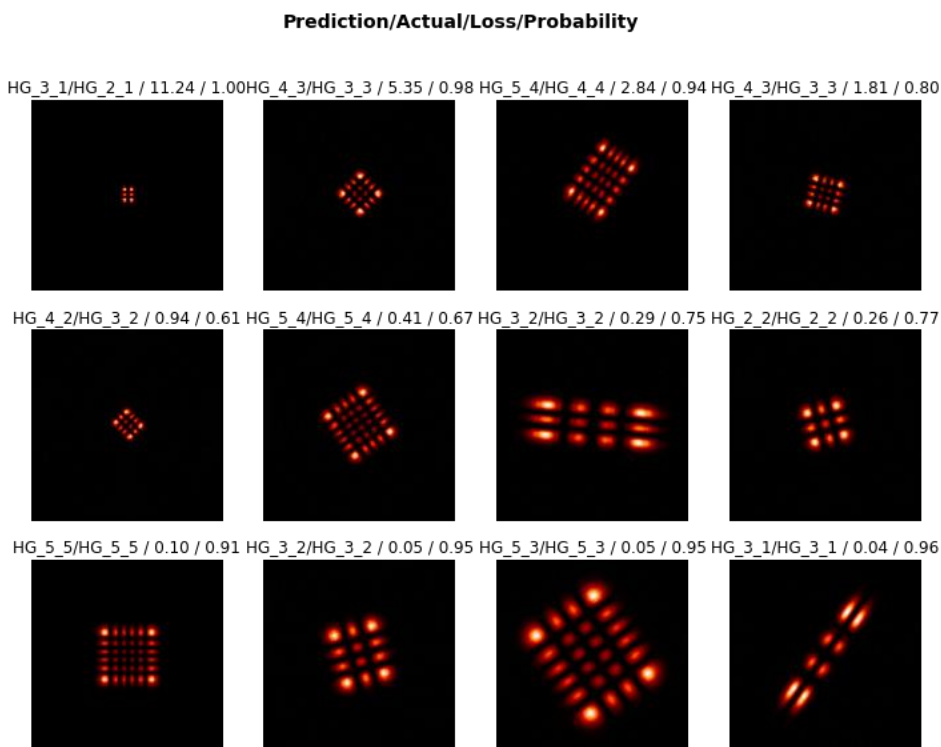


Рис. 2. Изображения, на которых значение loss-функции наибольшее

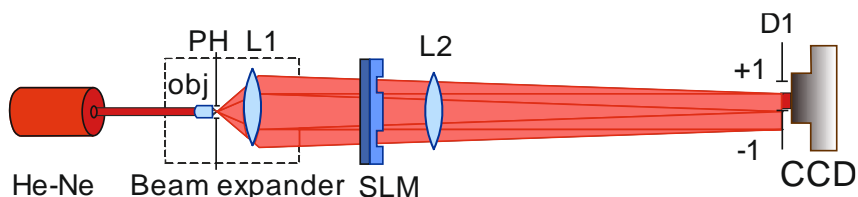


Рис. 3. Оптическая схема установки для генерации мод Эрмитта – Гаусса

2. Экспериментальное формирование мод Эрмитта – Гаусса

После обучения модели на сгенерированных на компьютере данных необходимо провести дообучение на реальных данных.

Для получения экспериментальных данных была использована лазерная установка, состоящая из лазера, работающего на длине волны 633 нм, расширителя пучка из микрообъектива и линзы с пинхолом, модулятора Holoeye LC 2012, выходной линзы с фокусным расстоянием 60 см и камеры TOUPCAM UCOS03100KPA для фиксации распределения интенсивности пучка в выходной плоскости. Чтобы исключить влияние на изображение дифракции нулевого и -1 порядка, их можно отсечь апертурой D1. Схема оптической установки показана на рис. 3.

На модулятор подавались фазовые распределения с функцией пропускания согласно [11].

$$\tau_{mn}(x, y) = \text{sgn}[H_m(y)]\text{sgn}[H_n(y)]\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right)\text{rect}\left(\frac{y}{a}\right), \tag{2}$$

где

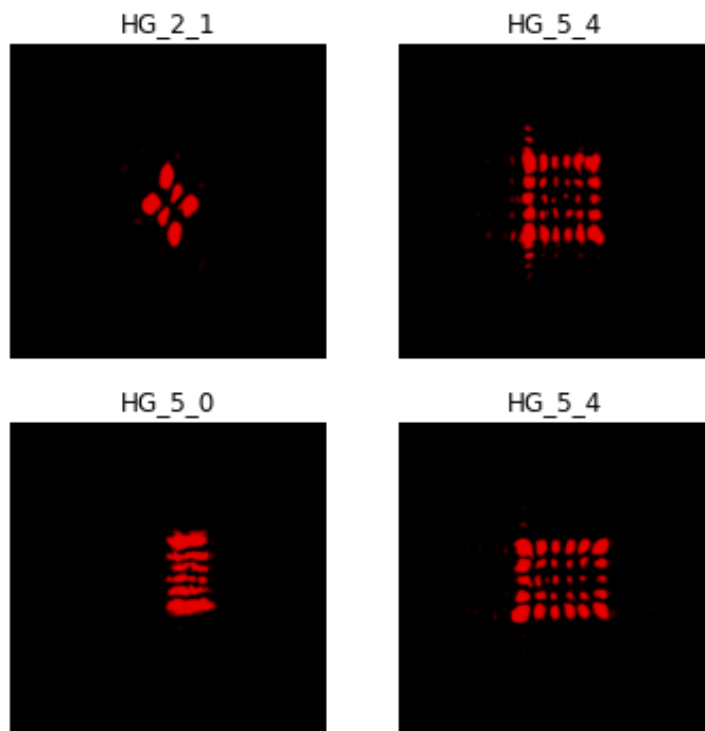


Рис. 4. Пример изображений мод Эрмитта — Гаусса полученных с использованием оптической установки

$$\text{sgn}(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0, \\ -1, & x < 0. \end{cases}$$

$$\text{rect}\left(\frac{x}{a}\right) = \begin{cases} 1 & |x| \leq a, \\ 0 & |x| > a. \end{cases}$$

Отметим, что такой подход обеспечивает очень быстрое переключение между модами с различными индексами, хотя при этом имеет место существенное отклонение от идеального распределения (около 20–30%).

Было получено по 20–30 изображений для каждой моды. Пример полученных изображений можно посмотреть на рис. 4.

Заключение

Точность классификации с помощью разработанной модели нейронной сети составила 99,27% для модельных данных и 86,47% для экспериментальных данных при дополнительном дообучении.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (№ 18-29-20045 мк).

Список источников

- [1] **Soifer, V. A.** [Vortex beams in turbulent media: Review](#) / V. A. Soifer, O. Korotkova, S. N. Khonina, E. A. Shchepakina // Computer Optics. — 2016. — Vol. 40. — № 5. — P. 605–624.

- [2] **Карпеев, С. В.** Экспериментальное исследование возможности применения полупроводниковых лазеров в системе оптической связи с модовым уплотнением каналов / С. В. Карпеев, В. С. Павельев, В. А. Соيفер, М. Дюпарре, Б. Людге // Компьютерная оптика. — 1999. — № 19. — С. 112–114.
- [3] **Rodrigo, J. A.** [Experimental implementation of the gyrator transform](#) / J. A. Rodrigo, T. Alieva, L. C. María // Journal of the Optical Society of America A. — Vol. 24. — № 10. — P. 3135–3139.
- [4] **Korotkova, O.** Random light beams: theory and applications / O. Korotkova. — Boca Raton, FL : CRC Press, 2013. — ISBN 978-1-4398-1950-0
- [5] **Chen, M.** [Is there an optimal basis to maximise optical information transfer?](#) / M. Chen, K. Dholakia, M. Mazilu // Science Reports. — 2016. — Vol. 6. — P. 22821. — 8 p.
- [6] **Ndagano, B.** [Comparing mode-crosstalk and mode-dependent loss of laterally displaced orbital angular momentum and Hermite–Gaussian modes for free-space optical communication](#) / B. Ndagano, N. Mphuthi, G. Milione, A. Forbes // Optics Letters. — 2017. — Vol. 42. — № 20. — P. 4175–4178.
- [7] **Volyar, A. V.** [Digital sorting of Hermite-Gauss beams: mode spectra and topological charge of a perturbed Laguerre-Gauss beam](#) / A. V. Volyar, E. G. Abramochkin, Yu. A. Egorov, M. V. Bretsko, Ya. E. Akimova // Computer Optics. — 2020. — Vol. 44. — № 4. — P. 501–509.
- [8] **Hofer, L. R.** [Hermite–Gaussian mode detection via convolution neural networks](#) / L. R. Hofer, L. W. Jones, J. L. Goedert, R. V. Dragone // Journal of the Optical Society of America A. — 2019. — Vol. 36. — № 6. — P. 936–943.
- [9] **Guo, H.** [Wavefront reconstruction with artificial neural networks](#) / H. Guo, N. Korablinova, Q. Ren, J. Bille // Optics Express. — 2006. — Vol. 14. — № 14. — P. 6456–6462.
- [10] **Paine, S. W.** [Machine learning for improved image-based wavefront sensing](#) / S. W. Paine, J. R. Fienup // Optics Letters. — 2018. — Vol. 43. — № 6. — P. 1235–1238.
- [11] **Khonina, S. N.** Experimental formation and selection of Gauss-Hermite modes using DOEs / S. N. Khonina // Computer Optics. — 2002. — Vol. 23. — P. 15–22.
- [12] LightPipes for Python 2.0.9 / URL: opticspy.github.io/lightpipes/index.html.
- [13] **Wen, L.** [A transfer convolutional neural network for fault diagnosis based on ResNet-50](#) / L. Wen, X. Li, L. Gao // Neural Computing and Applications. — 2020. — Vol. 32. — P. 6111–6124.

Прямая лазерная запись отражающих полутоновых микроизображений на тонких пленках хрома

В. П. Корольков¹, Р. И. Куц^{1,2}, А. Р. Саметов¹, В. В. Черкашин¹, С. К. Голубцов¹,
А. И. Малышев¹

¹ Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский национальный исследовательский государственный университет,
Новосибирск, Россия

В работе реализована технология прямой лазерной записи полутоновых микроизображений, работающих на отражение, на тонких (≈ 50 нм) пленках хрома. Технология записи полутоновых отражающих микроизображений включает этапы напыления покрытия, лазерной записи и жидкостного травления. Разработана методика воспроизведения зависимости отражения структур от мощности экспонирующего излучения. Достигнут контраст полутоновых изображений, превышающий 10 раз. Методика учитывает влияние толщины используемых пленок на формирование локального оксидного слоя: перед использованием новой серии напыленных пленок хрома, производится корректировка характеристической функции материала. Технология применима для создания как эталонных отражающих микроизображений, так и отражающих амплитудных полутоновых ДОЭ.

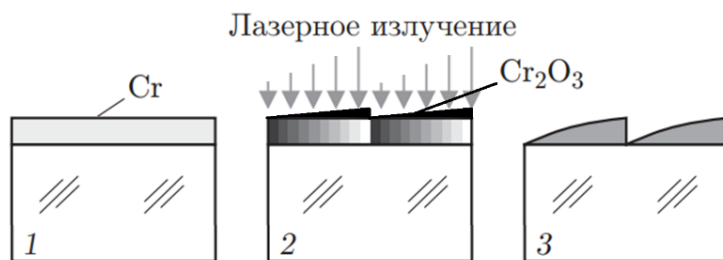
Ключевые слова: прямая лазерная запись, полутоновые микроизображения, пленки хрома, лазерное окисление, эталонные микроизображения, дифракционные оптические элементы.

Цитирование: Корольков, В. П. Прямая лазерная запись отражающих полутоновых микроизображений на тонких пленках хрома / В. П. Корольков, Р. И. Куц, А. Р. Саметов, В. В. Черкашин, С. К. Голубцов, А. И. Малышев // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 48–52.

Введение

Сегодня хорошо известен и широко применяется метод фотолитографии путем экспонирования фотоактивного слоя через фотошаблон, имеющий прозрачные и непрозрачные участки [1]. Для формирования пропускающего микроизображения известен метод прямой лазерной записи на тонких пленках хрома с применением селективного травителя [2].

Известен также метод лазерной записи масок с полутоновыми пропускающими микроизображениями [3–5]. Однако, сегодня возникают задачи по созданию полутоновых микроизображений, работающих на отражение. Актуальность связана с потребностью в создании отражающих микроизображений, используемых в медицине, биологии и геологии, как эталонные образцы для обучения специалистов и калибровки оборудования. В данной работе предлагается адаптировать методику формирования пропускающих микроизображений для создания отражающих высококонтрастных микроизображений посредством прямой термохимической лазерной записи на тонких пленках хрома.



1 – напыление пленки хрома, 2 – лазерная запись, 3 – селективное травление

Рис. 1. Технологические этапы создания отражающего полутонного микроизображения

1. Технологические этапы

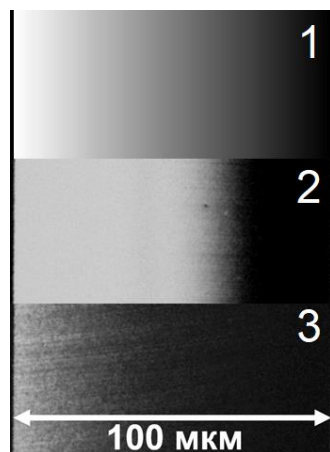
Методика создания амплитудного микроизображения состоит из трех основных этапов, схематично изображенных на рис. 1. Первый этап – нанесение пленки хрома определенной толщины (1). Толщина должна быть существенно больше толщины скин-слоя, чтобы коэффициент отражения выше на насыщение. Следующий этап – прямая лазерная запись с изменяемой мощностью, после которой образуется скрытое изображение из оксида хрома (2). Заключительный этап – проявление микроизображения.

2. Методика эксперимента и результаты

Пленки хрома толщиной ≈ 50 нм наносятся на стеклянную подложку методом магнетронного ионного напыления. Технология не всегда позволяет обеспечить повторяемость толщины пленки, ее плотности и других параметров, которые влияют на процесс термохимического окисления. Поэтому, для каждой серии напыляемых образцов требуется корректировка всех дальнейших этапов.

Прямая лазерная запись производится на установке круговой лазерной записывающей системы CLWS-300IAE [6] с длиной волны записывающего лазера 532 нм и диаметром записывающего пятна 700 нм. При изменении параметров пленки меняется критическая мощность, ниже которой прекращается абляция и плавление пленки под воздействием лазерного излучения, и реализуется режим термохимического окисления. Оксид может быть сформирован как по всему объему металлической пленки, так и поверхностно. Различные дозы облучения металлической пленки приводят к формированию оксидных слоев различной толщины. Получившийся оксидный слой служит маскирующим покрытием при последующем селективном травлении [2, 7].

Перед записью микроизображения на первом образце из напыленной серии, как уже было сказано, необходимо определить критическую мощность записи, ниже которой реализуется режим термохимического окисления. Структуры, записанные при мощности выше или равной критической, имеют существенно ниже отражение, относительно неэкспонированной пленки, что позволяет их наблюдать непосредственно через видеокамеру записывающей системы.



1 — исходный файл, 2 — микроизображение до корректировки, 3 — микроизображение после корректировки

Рис. 2. Градиентная тестовая структура

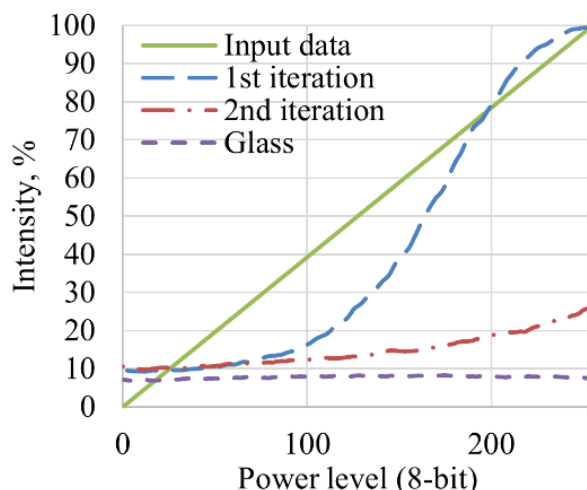


Рис. 3. Кривые отражения до и после корректировки передаточной функции

После определения критической мощности был записан калибровочный тест, представляющий собой линейный градиент (линейная функция уровней мощности, подаваемая на акустооптический модулятор, АОМ) с поперечным размером 100 мкм (рис. 2, изображение 1). После снятия из записывающей установки образец был проявлен в селективном травителе хрома на основе красной кровяной соли [7].

С помощью оптического микроскопа, работающего в режиме отражения, фиксировалось изображение проявленной тестовой структуры (рис. 2, изображение 2). Для калибровки камеры фиксируется изображение пленки с известным коэффициентом отражения и изображение стекла. Учитывая искажения камеры, производится обработка изображения тестовой записи. Далее производится расчет новой функции передачи АОМ, как обратной зависимости измеренной характеристики от первоначальной функции АОМ.

На второй итерации с коррективной передаточной функцией записывались одновременно аналогичная градиентная тестовая структура (рис. 2, изображение 3) и файл микроизображения.

На рис. 3 показаны зависимости интенсивности отраженного света от уровней мощности (256 уровней). Данные, полученные на первой итерации при записи без корректирования передаточной функции, имеющие в области крайних светлых и темных тонов близкую к нулю производную, удалены для наглядности. Эта кривая дает информацию о максимальном контрасте технологии записи полутонового микроизображения на пленке хрома (отношение максимума отражения и минимума ≈ 10). Контраст ограничивается отражением от чистого стекла, равным $\approx 8\%$.

Кривая, полученная после корректировки передаточной функции (пунктир с точкой) имеет более линеаризованную форму, чем кривая до корректировки (длинный штрих). Од-

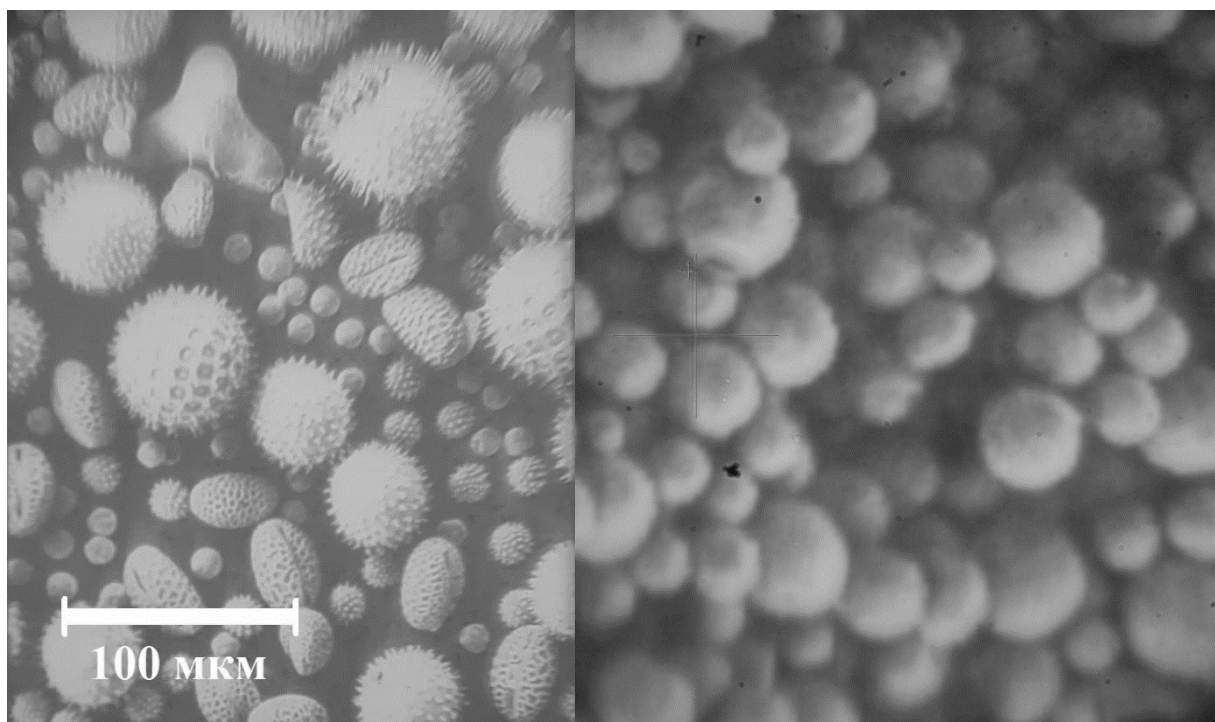


Рис. 4. Примеры отражающих микроизображений, записанные на пленках хрома.

нако, на второй итерации было осуществлено травление интенсивнее, чем на первой итерации из-за этого. Это доказывает, что следует ориентироваться не на время полного удаления неэкспонированной пленки хрома, а на текущий уровень пропускания пленки. Для данной технологии недопустимой является ситуация, когда травление продолжается при уже удаленных неэкспонированных участках. Соблюдение одинаковой, но не максимальной интенсивности пропускания неэкспонированной после проявления на обоих этапах реализации технологии приводит к снижению контрастности микроизображения. При этом, полное исчезновение неэкспонированной пленки не позволяет обеспечить линейность итогового микроизображения, что в некоторых случаях оказывается ключевым требованием к всей методике. На рис. 4 показаны примеры записанных микроизображений.

Заключение

Предложен и исследован метод полутоновой записи отражающих микроизображений на тонких пленках хрома с максимальным контрастом до 10 раз. Адаптирована методика для записи пропускающих микроизображений. Получены отражающие микроизображения, представляющие собой полутоновой градиент с близкой к линейной форме.

Показано, что при реализации технологии в две итерации во время проявления скрытого полутонового микроизображения в селективном травителе следует ориентироваться не на время травления, а на текущий уровень пропускания пленки.

Благодарность

Работа выполнена с использованием оборудования ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН за счет средств проекта РФФ №7-19-01721-П.

Список источников

- [1] **Christophersen, M.** [Gray-tone lithography using an optical diffuser and a contact aligner](#) / M. Christophersen, B. F. Philips // Applied Physics Letters. — 2008. — Vol. 92. — № 19. — P. 194102.
- [2] **Cherkashin, V. V.** [Processing parameter optimization for thermochemical writing of DOEs on chromium films](#) / V. V. Cherkashin, E. G. Churin, V. P. Korolkov, V. P. Koronkevich, A. A. Kharissov, A. G. Poleshchuk, J. H. Burge // Proceedings of SPIE. — 1997. — Vol. 3010.
- [3] **Гочияев, В. З.** Полутонная оптическая запись на пленках a-Si / В. З. Гочияев, В. П. Корольков, А. П. Соколов, В. П. Чернухин // Квантовая электроника. — 1989. — Том 16. — № 11. — С. 23–43.
- [4] **Korolkov, V. P.** [Fabrication of gray-scale masks and diffractive optical elements with LDW-glass](#) / V. P. Korolkov, A. I. Malyshev, A. G. Poleshchuk, V. V. Cherkashin, H. J. Tiziani, C. Pruss, T. Schoder, J. Westhauser, C. Wu // Proceedings of SPIE. — 2001. — Vol. 4440. — P. 73–84.
- [5] **Полещук, А. Г.** Прямая лазерная запись в пленках хрома полутонных микроизображений с большим динамическим диапазоном / А. Г. Полещук, В. П. Корольков, А. Г. Седухин, А. Р. Саметов, Р. В. Шиманский // Автометрия. — 2015. — Том 51. — № 3. — С. 87–93.
- [6] **Korolkov, V. P.** [Zone-boundary optimization for direct laserwriting of continuous-relief diffractive optical elements](#) / V. P. Korolkov, R. K. Nasyrov, R. V. Shimansky // Applied Optics. — 2006. — Vol. 45. — № 1. — P. 53–62.
- [7] **Коронкевич, В. П.** Селективное травление экспонированных лазером тонких пленок хрома / В. П. Коронкевич, А. Г. Полещук, Е. Г. Чуринов, Ю. И. Юрлов // Письма в ЖТФ. — 1985. — Том 11. — № 3. — С. 144–148.

Системы обобщенных гармонических линз для формирования изображений

Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская, В. С. Васильев

- Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

- Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Самара, Россия

Рассматриваются системы из неизображающих обобщённых линз в объективе. Для получения узкой функции рассеяния точки фазовая функция одной из линз рассчитывается таким образом, чтобы в фокальной плоскости объектива формировалась световое пятно минимальной ширины. Показано, что такой системы функция рассеяния точки, рассчитанная геометрическим методом по ширине менее пятна Эйри на оптической оси и сопоставима с пятном Эйри во внеосевой области.

Ключевые слова: обобщённая гармоническая линза, объектив, фазовая функция, функция рассеяния точки.

Цитирование: Скиданов, Р. В. Системы обобщенных гармонических линз для формирования изображений / Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская, В. С. Васильев // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 53–57.

Введение

Развитие технологии изготовления многоуровневых микрорельефов дало возможность реализовать дифракционные линзы для систем формирования изображений [1, 2]. Изображающие системы на их основе очень удобны для практического использования, они обладают существенно меньшей массой и компактнее систем на основе рефракционных линз. Высокий хроматизм дифракционных линз [1, 2], возможно компенсировать путем использования, так называемых гармонических линз [3–5]. Однако, качество изображений, формируемых такими линзами, плохое в сравнении с качеством в современных объективах и для компенсации хроматических искажений необходимо использование дополнительной цифровой обработки [6]. При этом сами дифракционные или гармонические линзы аппроксимируют своим рельефом, как правило, либо сферическую, либо параболическую линзу [3–5]. Эти типы линз позволяют формировать пучки близкие к гомоцентрическим. При этом использование дифракционных или гармонических линз в составе многолинзового объектива рассматривается только в одном качестве, в виде компенсатора хроматических aberrаций [7–9]. Однако, в отличие от рефракционных линз, дифракционные и гармонические линзы, аппроксимирующие существенно асферические поверхности по трудоемкости изготовления ничем не отличаются от дифракционных и гармонических линз, аппроксимирующих сферические линзы.

Одним из таких элементов является обобщенная линза [10, 11], однако как следует из этих работ получение изображения с помощью одиночной обобщенной линзы практически невозможно. Однако, в системе из нескольких обобщенных линз всегда можно подобрать фазовые

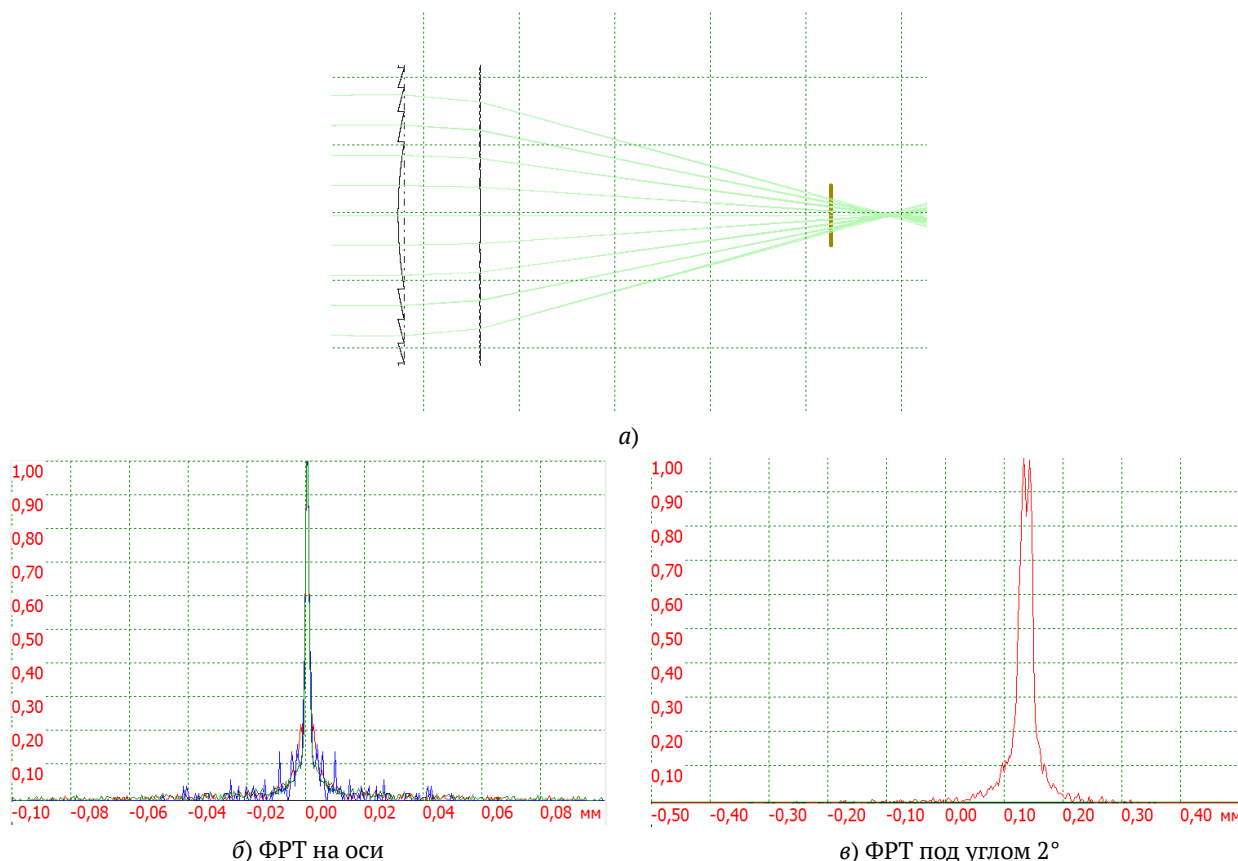


Рис. 1. Трассировка осевой плоской волны через систему из гармонической и дифракционной линз диаметром 20 мм, на подложке толщиной 4 мм (высоты рельефа для иллюстративности увеличены в 100 раз)

функции нескольких элементов таким образом, чтобы на выходе оптической системы был сформирован гомоцентрический пучок. В настоящее время развитие технологий формирования микрорельефов с высотой существенно больше микрометра, дает возможность изготовления дифракционных [12, 13] или гармонических линз [14] аппроксимирующих любую асферическую поверхность [8]. Конечно, в этом случае необходимо компенсировать хроматические искажения [8, 9], но с увеличением высоты рельефа они быстро уменьшаются [9].

Использование гармонических асферических линз со свободной формой поверхности дает множество степеней свободы при проектировании многолинзовых объективов. При проектировании появляется возможность формировать пучки любой сложной формы, кроме этого, существенно плотнее друг к другу можно располагать гармонические поверхности.

1. Системы гармонических линз

При высоте микрорельефа более 20 мкм дифракционный хроматизм гармонической линзы становится меньше классического хроматизма, связанного с дисперсией показателя преломления материала. Следовательно, при достаточно высоком микрорельефе в 30–40 мкм можно рассматривать систему сочетающую, например, гармоническую линзу и дифракционную для компенсации классического хроматизма (рис. 1а). На рис. 1б представлено сечение функции рассеяния точки (ФРТ) для системы из этих двух линз в белом свете. Высота микрорельефа

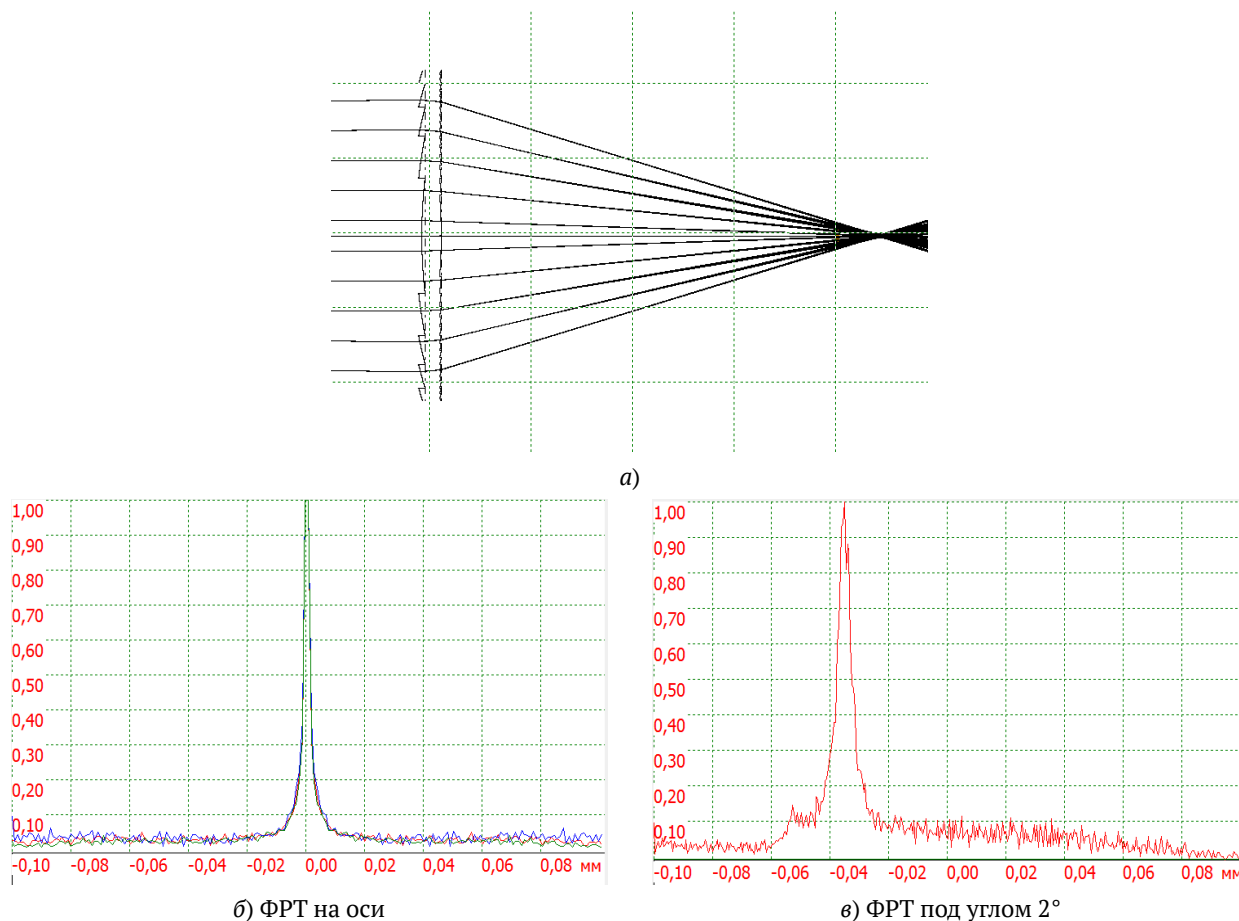


Рис. 2. Трассировка осевой плоской волны через оптимизированную систему из гармонической и дифракционной линз диаметром 20 мм, на подложке толщиной 4 мм (высоты рельефа для иллюстративности увеличены в 100 раз)

гармонической линзы составляла 30 мкм, диаметр обеих линз 20 мм, совокупное фокусное расстояние системы 30 мм. Оптическая сила дифракционной линзы была рассчитана по методике, описанной в [15], так чтобы компенсировать хроматизм гармонической линзы, вызванный дисперсией показателя преломления материала.

Как видно из рис. 1 ширина ФРТ на оси составляет около 1 мкм. При угле всего в 2° ситуация сильно меняется, ширина ФРТ, составляет уже около 25 мкм. Однако полученный результат характерен для двух неоптимизированных поверхностей.

2. Оптимизация

Для оптимизации была выбрана функция невязки в виде линейной комбинации ширин осевой и внеосевой ФРТ.

$$\begin{aligned}
 f &= C_1 f_1 + C_2 f_2, \\
 C_1 + C_2 &= 1.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

где f — функция невязки, f_1 — ФРТ на оси, f_2 — внеосевая ФРТ, C_1 и C_2 — эмпирически задаваемые коэффициенты. В ходе оптимизации могли изменяться три параметра: расстояние между поверхностями, форма первой поверхности и жестко связанная с ней форма второй

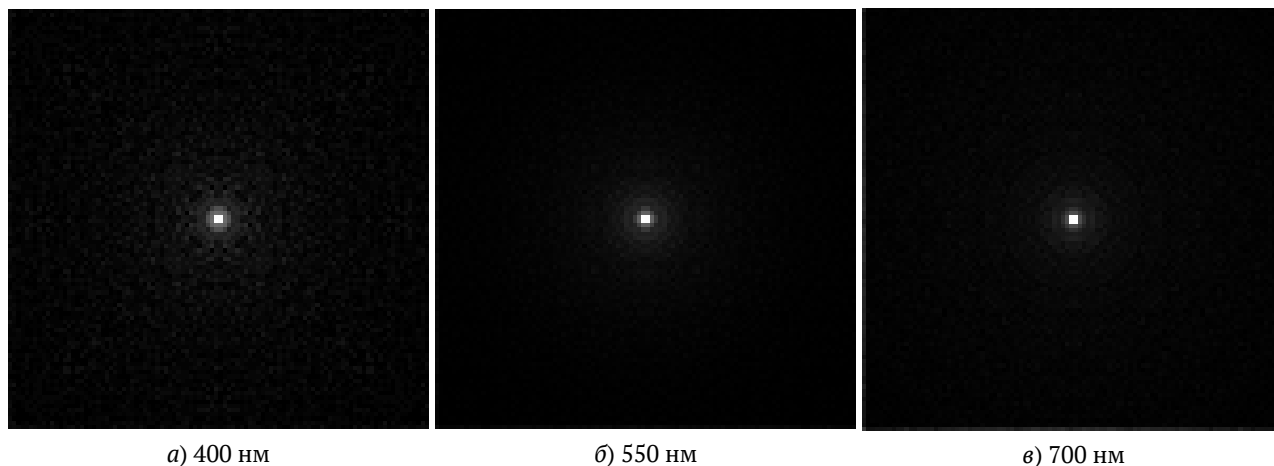


Рис. 3. Двумерные ФРТ на различных длинах волн

поверхности. Расстояние между поверхностями было ограничено величиной 1 мм. В результате выполнения оптимизационного алгоритма при $C_1 = C_2 = 0,5$ была получена система, представленная на рис. 2а.

Как видно из рис. 2а при оптимизации толщина была уменьшена до минимально возможного по условиям уровня. Сформированные поверхности уже не являются аппроксимациями параболических линз, а являются существенно асферическими. При этом ширина ФРТ на оси и под углом 2° почти не изменяется. На рис. 3 приведены двумерные ФРТ на длинах волн: 400 нм (рис. 3а), 550 нм (рис. 3б), 700 нм (рис. 3в) по области шириной 100×100 мкм.

Из рис. 3 хорошо видно, что системы двух поверхностей хорошо ахроматизирована, ширина ФРТ для всех трех длин волн менее 5 мкм.

Заключение

Моделирование системы из двух поверхностей: одной гармонической с высотой микрорельефа 30 мкм и дифракционной линзы с оптической силой подобранной так, чтобы она компенсировала хроматизм гармонической линзы, вызванный дисперсией материала, показало возможность расчета параметров, при которых ФРТ имеет почти одинаковую по ширине в осевой области и под углом 2° . Таким образом, появляется возможность только на основе поверхностей дифракционного типа создавать изображающие объективы. При этом алгоритм оптимизации при поиске решения минимизирует расстояние между поверхностями, что потенциально означает возможность проектирования очень компактных систем.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №0-69-47110.

Список источников

- [1]. **Dobson, S. L.** [Diffraction lenses for chromatic confocal imaging](#) / S. L. Dobson, P. Sun, Y. Fainman // Applied Optics. — 1997. — Vol. — 36. — № 20. — P. 4744–4748.
- [2]. **Казанский, Н. Л.** Формирование изображений дифракционной многоуровневой линзой / Н. Л. Казанский, С. Н. Хонина, Р. В. Скиданов, А. А. Морозов, С. И. Харитонов, С. Г. Волоотовский // Компьютерная оптика. — 2014. — Том 38. — № 3. — С. 425–434.

- [3] **Sweeney, D. W.** [Harmonic diffractive lenses](#) / D. W. Sweeney, G. E. Sommargren // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2469–2475.
- [4] **Хонина, С. Н.** Сравнительное исследование спектральных свойств асферических линз / С. Н. Хонина, А. В. Устинов, Р. В. Скиданов, А. А. Морозов // Компьютерная оптика. — 2015. — Том. 39. — № 3. — С. 363–369.
- [5] **Rosli, A.** [Design and fabrication of Si-HDPE hybrid Fresnel lenses for infrared imaging systems](#) / A. Rosli, A. Manaf, T. Sugiyama, J. Yan // Optic Express. — 2017. — Vol. 25. — P. 1202–1220.
- [6] **Nikonorov, A.** Fresnel lens imaging with post-capture image processing / A. Nikonorov, R. Skidanov, V. Fursov, M. Petrov, S. Bibikov, Y. Yuzifovich // Proceedings of the IEEE Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. — 2015. — P. 33–41.
- [7] **Greisukh, G. I.** [Limiting spectral and angular characteristics of multilayer relief-phase diffraction microstructures](#) / G. I. Greisukh, E. G. Ezhov, A. I. Antonov, V. A. Danilov, B. A. Usievich // Quantum Electronics. — 2020. — Vol. 50. — № 7. — P. 623–628.
- [8] **Greisukh, G. I.** [Spectral and Angular Dependences of the Efficiency of Three-Layer Relief-Phase Diffraction Elements of the IR Range](#) / G. I. Greisukh, V. A. Danilov, S. A. Stepanov, A. I. Antonov, B. A. Usievich // Optics and Spectroscopy. — 2018. — Vol. 125. — № 2. — P. 232–237.
- [9] **Antonov, A. I.** [Diffractive elements for imaging optical systems](#) / A. I. Antonov, G. I. Greisukh, E. G. Ezhov, S. A. Stepanov // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. — 2017. — Vol. 53. — № 5. — P. 421–430.
- [10] **Хонина, С. Н.** Линзакон: непараксиальные эффекты / С. Н. Хонина, Н. Л. Казанский, А. В. Устинов, С. Г. Вологовский // Оптический журнал. — 2011. — Том 78. — № 11. — С. 44–51.
- [11] **Устинов, А. В.** Обобщённая линза: анализ осевого и поперечного распределения / А. В. Устинов, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. — 2013. — Том 37. — № 3. — С. 305–315.
- [12] **Казанский Н. Л.** Формирование изображений дифракционной многоуровневой линзой / Н. Л. Казанский, С. Н. Хонина, Р. В. Скиданов, А. А. Морозов, С. И. Харитонов, С. Г. Вологовский // Компьютерная оптика. — 2014. — Том 38. — № 3. — С. 425–434.
- [13] **Sweeney, D. W.** [Harmonic diffractive lenses](#) / D. W. Sweeney, G. E. Sommargren // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2469–2475.
- [14] **Хонина, С. Н.** Сравнительное исследование спектральных свойств асферических линз / С. Н. Хонина, А. В. Устинов, Р. В. Скиданов, А. А. Морозов // Компьютерная оптика. — 2015. — Том. 39. — № 3. — С. 363–369.
- [15] **Скиданов, Р. В.** Экспериментальное исследование изображающего объектива на основе дифракционных линз корректирующих аберрации / Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская, В. С. Васильев, В. В. Подлипов // Оптика и спектроскопия. — 2021. — Том. 29. — № 4. — С. 443–448.

Оптимизация и экспериментальное исследование коэффициента пропускания голограммного дисплея волноводного типа

И. А. Гуськов^{1,2}, Э. Р. Муслимов^{1,3,4}, Н. К. Павлычева¹

¹ Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

² АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

³ ASTRON — Нидерландский Институт Радиоастрономии, Двингело, Нидерланды

⁴ Астрофизическая Лаборатория Марселя, Марсель, Франция

В работе рассматривается разработка оптической схемы голограммного дисплея волноводного типа для создания лабораторного макета. Разработка основана на разработанной ранее методике совместной оптимизации показателей разрешения и дифракционной эффективности, а создаваемая оптическая схема необходима для экспериментального подтверждения данной методики. Схема обеспечивает формирование изображений в спектральном диапазоне 495–595 нм, имеет угловое поле 8,7° и диаметр выходного зрачка 8 мм. С помощью моделирования показано, что коэффициент дифракционная эффективность дисплея по всему полю изменяется от 30,1 до 45,8% для средней длины волны. Скомпонована и откалибрована установка для экспериментального исследования характеристик дисплея.

Ключевые слова: дополненная реальность, объемно-фазовая голограмма, дифракционная эффективность, качество изображения, лабораторный прототип.

Цитирование: Гуськов, И. А. Оптимизация и экспериментальное исследование коэффициента пропускания голограммного дисплея волноводного типа / И. А. Гуськов, Э. Р. Муслимов, Н. К. Павлычева // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 58–64.

Введение

Область разработки и реализации систем дополненной реальности в последние годы развивается быстрыми темпами. Среди известных типов дисплеев дополненной реальности можно выделить голограммные дисплеи волноводного типа [1–3]. Ввод и вывод излучения в волновод осуществляются с помощью голограммных оптических элементов (ГОЭ). К преимуществам таких систем можно отнести простоту конструкции и возможность согласования со зрачком глаза наблюдателя в произвольном положении за счет разделения пучков. Однако существует проблема яркостных характеристик таких систем, которая в первую очередь зависит от распределения эффективности ДОЭ по полю зрения во всем рабочем спектральном диапазоне. Ранее авторами была предложена методика расчета и оптимизации оптических схем подобных дисплеев [4], позволяющая достичь требуемого компромисса между качеством изображения и дифракционной эффективностью (ДЭ) голограммных элементов. В настоящей работе рассматриваются подготовка лабораторного прототипа для экспериментального подтверждения данной методики.

Табл. 1. Технологические ограничения

Параметр	Предельное значение
Глубина модуляции	0,06
Толщина структуры, мкм	3–50
Изменение толщины	15%
Частота штрихов, мм ⁻¹	< 1000
Углы падения при записи, °	< 85

1. Постановка задачи

Разрабатываемая оптическая схема должна позволять измерить основные характеристики дисплея и продемонстрировать сохранение показателей качества изображения и повышение равномерности дифракционной эффективности по полю зрения и по сравнительно широкому спектральному диапазону. При этом она должна быть реализуема при использовании имеющихся технологий и оборудования, а также с учетом ограниченных ресурсов на создание прототипа.

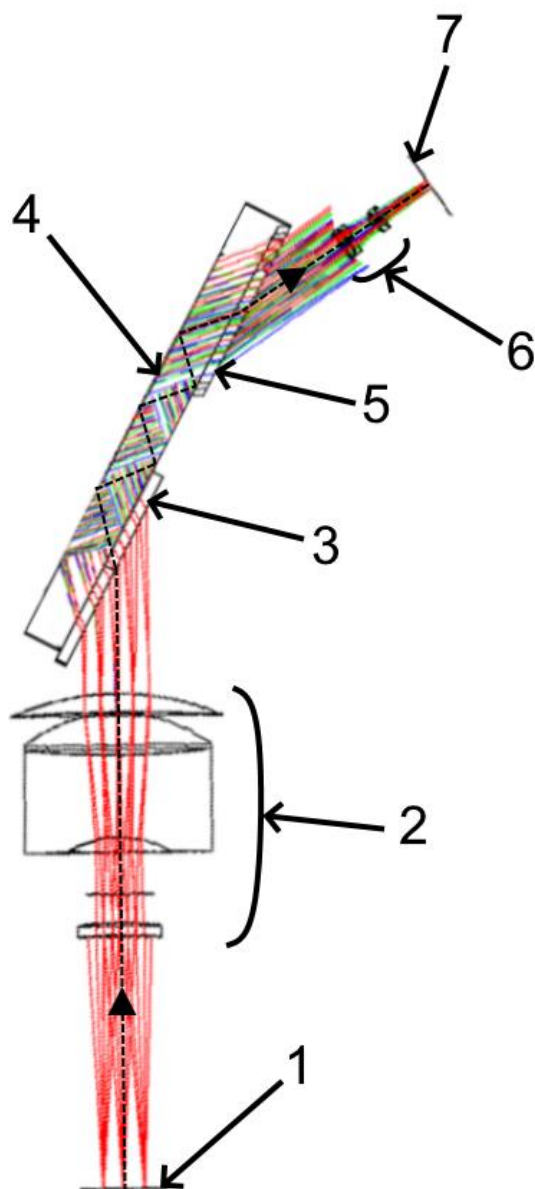
Предполагается, что вводная и выводная решетка волноводного дисплея являются пропускающими объемно-фазовыми и записываются с помощью Ar лазера на длине волны 488 нм в слое бихромированной желатины (БХЖ). Технологические ограничения, имеющиеся в данном случае, указаны в табл. 1.

2. Оптическая схема

Для расчета оптической схемы лабораторного прототипа были выбраны следующие исходные данные:

- Рабочий спектральный диапазон 495–595 нм,
- Угловое поле зрения $7,63^\circ \times 4,24^\circ$ (диагональ $8,7^\circ$),
- Диаметр выходного зрачка 8 мм.

Принципиальная оптическая схема аналогична описанной в [4] и показана на рис. 1. В качестве источника излучения 1 может служить микродисплей, либо тест-объект — щелевая или точечная диафрагма. В качестве коллимирующего объектива 2, подающего излучение на вход волновода, предложено использовать фотообъектив Юпитер-11 ($f' = 135$ мм, 1:4). Данный объектив отличается сравнительно высоким качеством изображения и широко доступен. При этом известна его точная оптическая схема, что упрощает моделирование. Дисплей включает вводную решетку 3, волновод 4 и выводную решетку 5. Решетки 3 и 5 имеют идентичную частоту штрихов для компенсации дисперсии. Обе решетки заклеиваются покровными стеклами. Волновод 4 представляет собой пластину толщиной 10 мм из оптического стекла К8. Увеличение толщины волновода позволяет уменьшить габариты установки при сохранении длины оптического пути и упростить получение полного внутреннего отражения за счет уменьшения числа отражений. Для исследования изображения используется объектив



1 – излучающая матрица, 2 – коллимирующий объектив, 3 – вводная решетка, 4 – волновод, 5 – выводная решетка, 6 – микрообъектив, 7 – плоскость регистрации изображения

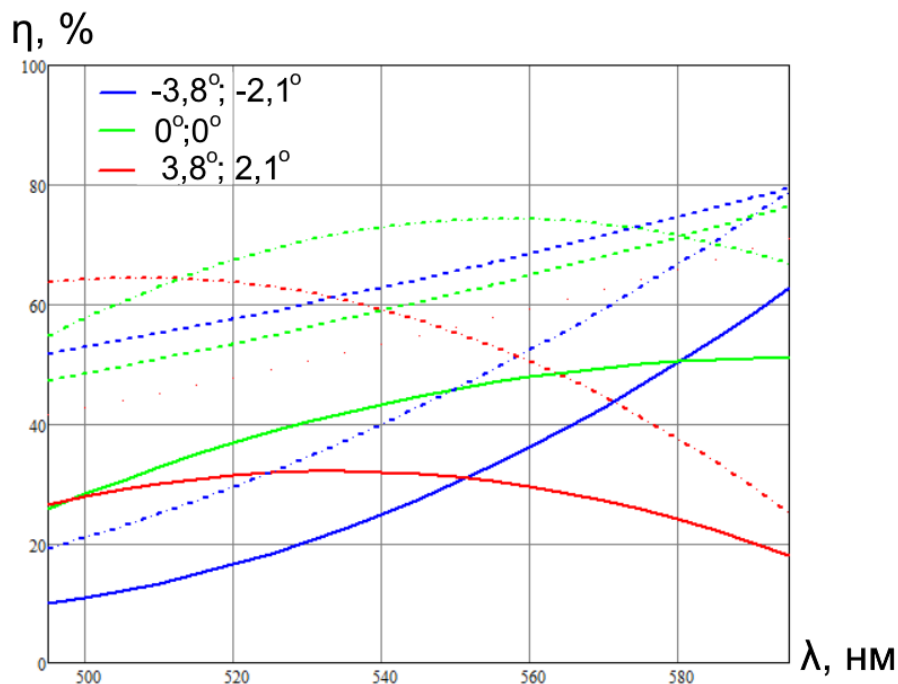
Рис. 1. Принципиальная оптическая схема прототипа голограммного дисплея

микроскопа 6, моделирующий глаз наблюдателя. Для данной цели был выбран объектив ОМ-3 (3,7*/0,11), имеющий фокусное расстояние 29,9 мм и диаметр первой линзы 8 мм.

При оптимизации в качестве переменных параметров использовались угол разворота первой решетки относительно падающего пучка, координаты источников записи для двух решеток, толщина голографической структуры и глубина модуляции для каждой из решеток. Были введены граничные условия, требующие соблюдения технологических ограничений, указанных в табл. 1, равенства пространственных частот двух решеток, выполнения условий ПВО для всех длин волн и точек поля зрения, а также совпадения точек пересечения главных лучей с поверхностью изображения на разных длинах волн. При этом целевая функция включала значения дифракционной эффективности для центра (550 нм) и краев (495 и 595 нм)

Табл. 2. Параметры голографической структуры решеток

Параметр	Вводная решетка	Выводная решетка
Частота штрихов, мм^{-1}	435	435
Толщина структуры, мкм	20,7	3,7
Глубина модуляции	0,051	0,056
Угол падения для источника 1	$50,78^\circ$	$82,82^\circ$
Угол падения для источника 2	$34,20^\circ$	$51,24^\circ$



Штрихпунктирные линии — вводная решетка, пунктирные линии — выводная решетка, сплошные линии — вся система

Рис. 2. Расчетная дифракционная эффективность дисплея

спектрального диапазона, центра и углов поля зрения, а также взвешенное среднее квадратическое значение радиуса пятна рассеяния. При оптимизации значения ДЭ в 9 контрольных точках ограничивались значениями 15% и 60%. При этом рассчитывалась итоговая ДЭ, то есть произведение значений для вводной и выводной решеток.

Моделирование и оптимизация проводились в среде Zemax Optics Studio с помощью пользовательских библиотек dll и подпрограмм-макросов, позволяющих учитывать параметры голографической структуры и вычислять ДЭ объемно-фазовой голограммы.

Параметры голографической структуры решеток, полученные в результате оптимизации, представлены в табл. 2.

Изменение ДЭ решеток и дисплея в целом по полю зрения и спектральному диапазону было рассчитано с использованием соотношений теории Когельника [5]. Результаты расчета показаны на рис. 2. Из графиков видно, что в рассчитанной схеме достигается высокая пространственная равномерность ДЭ — изменение от 30,1% до 45,8% по всему полю зрения для средней длины волны. Изменение эффективности по спектру также удается ограничить.

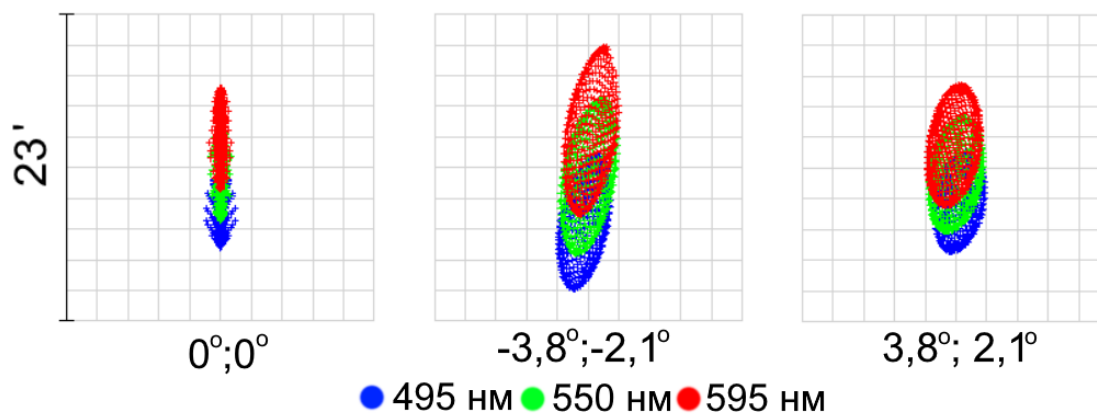


Рис. 3. Точечные диаграммы прототипа голограммного дисплея

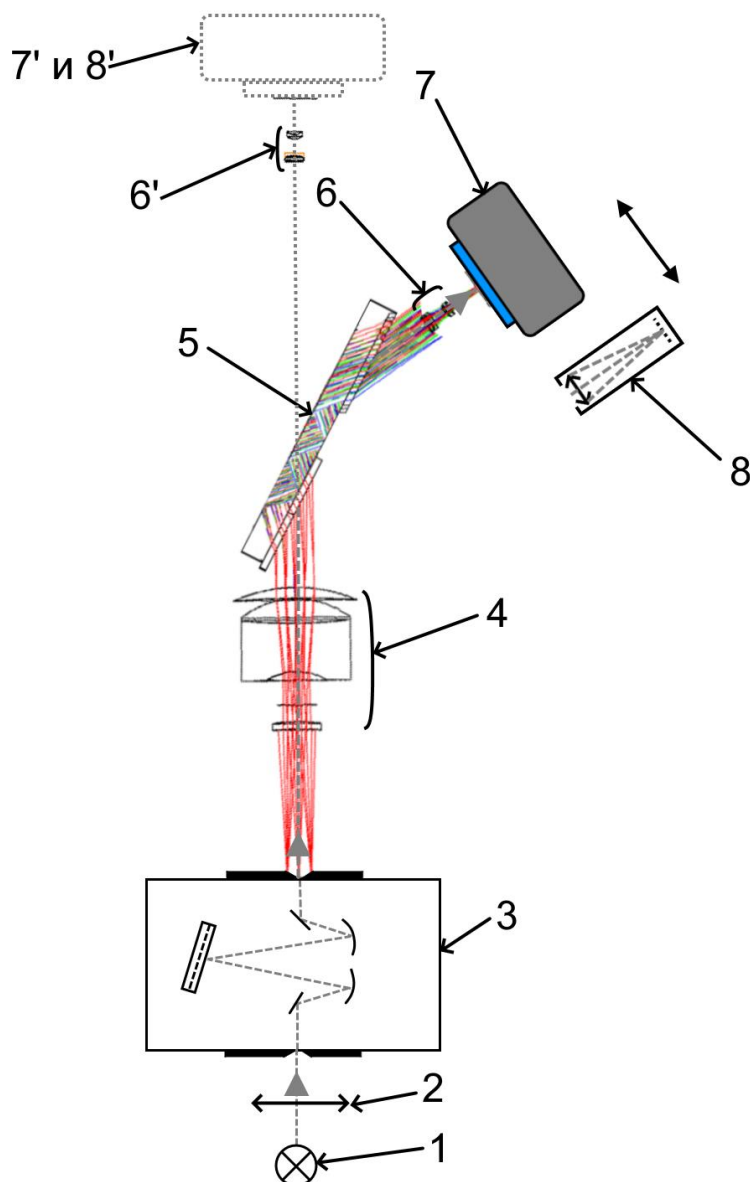
Для проверки качества изображения дисплея использовались точечные диаграммы. На рис. 3 показаны диаграммы для контрольных точек поля зрения. Среднеквадратическое угловое значение радиального размера диаграмм составляет $2,9'$, $4,4'$ и $3,2'$ соответственно. В данном случае качество изображения достаточно высоко для задач эксперимента и определяется вспомогательной оптикой, а не волноводным голографическим дисплеем.

3. Программа экспериментальных исследований

Экспериментальные исследования прототипа дисплея должны включать определение показателей качества изображения и измерение дифракционной эффективности. При этом необходимо обеспечить измерение данных величин на разных длинах волн. Для проведения экспериментальных исследований была подготовлена лабораторная установка, схема которой показана на рис. 4.

В качестве источника сплошного спектра используется галогеновая лампа 1. Ее излучение через конденсор 2 подается на входную щель монохроматора 3 (МДР-41). Монохроматор позволяет выделить узкую область вблизи произвольной расчетной длины волны. Кроме того, выходная щель монохроматора может использоваться в качестве тест-объекта. После выходной щели устанавливаются коллиматор 4, дисплей 5 и микрообъектив 6. В фокальной плоскости микрообъектива при измерении эффективности устанавливается фотодиод 7. При оценке качества изображения она совмещается с предметной плоскостью цифрового микроскопа 8. При достаточно малой ширине щели можно считать получаемое распределение освещенности в ее изображении функцией рассеяния линии, а при использовании механизма поворота щели можно провести измерения в меридиональной и сагиттальной плоскостях. В обоих случаях измерения относительные — результаты сравниваются с данными, полученными в отсутствие дисплея (см. позиции 7' и 8' фотоприемников).

В настоящее время установка на базе монохроматора МДР-41 собрана и отъюстирована на каф. Оптико-электронных систем КНИТУ-КАИ. Проведена ее предварительная калибровка с одиночной объемно-фазовой решеткой в качестве объекта исследования. Калибровочные изображения выходной щели, полученные на разных длинах волн, показаны на рис. 5.



1 – источник излучения (галогеновая лампа), 2 – конденсор, 3 – монохроматор (МДР-41), 4 – коллимирующий объектив, 5 – голограммный дисплей, 6 – микрообъектив, 7 и 7' – фотоприемник (Si фотодиод), 8 и 8' – цифровой микроскоп

Рис. 4. Принципиальная схема измерительной установки

Заключение

Разработана оптическая схема для лабораторного прототипа голограммного дисплея волнового типа. Дисплей обладает сравнительно высокой равномерностью дифракционной эффективности в диапазоне 495–595 нм и по полю зрения с диагональю $8,7^\circ$. При этом схема удовлетворяет всем имеющимся технологическим ограничениям. Сформирована программа экспериментальных исследований, собрана и откалибрована лабораторная измерительная установка. Следующим этапом исследования должно стать получение функций рассеяния линии и спектральной зависимости дифракционной эффективности прототипа дисплея на данной установке.

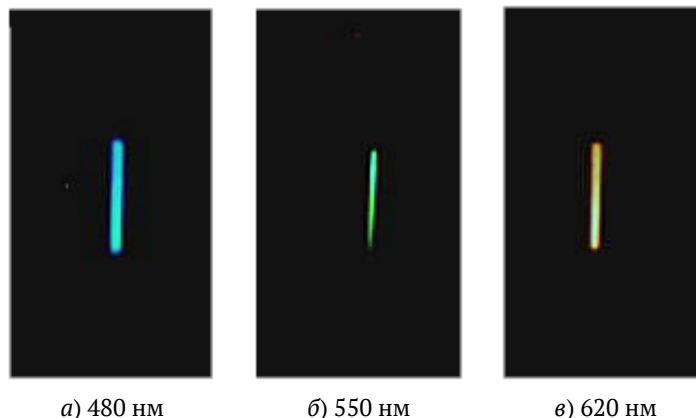


Рис. 5. Калибровочные изображения выходной щели монохроматора

Список источников

- [1] **Rolland, J. P.** [See-through head-worn display \(HWD\) architectures](#) / J. P. Rolland, K. P. Thompson, H. Urey, M. Thomas // Handbook of Visual Display Technology / Ed. by J. Chen, W. Cranton, M. Fihn. — Springer, Cham, 2016. — P. 2929–2961.
- [2] **Liu, Z.** [Design of a uniform-illumination binocular waveguide display with diffraction gratings and freeform optics](#) / Z. Liu, Ya. Pang, C. Pan, Zh. Huang // Optics Express. — 2017. — Vol. 25. — № 24. — P. 30720–30731.
- [3] **Yu, C.** [Highly efficient waveguide display with space-variant volume holographic gratings](#) / C. Yu, Yi. Peng, Q. Zhao, H. Li, X. Liu // Applied Optics. — 2017. — Vol. 56. — № 34. — P. 9390–9397.
- [4] **Гуськов, И. А.** Методика расчета голограммного дисплея с учетом дифракционной эффективности объемно-фазовой голограммы / И. А. Гуськов, Э. Р. Муслимов, А. Н. Мельников, А. Р. Гильфанов // Оптический Журнал. — 2020. — Том 87. — № 11. — С. 21–30.
- [5] **Kogelnic, H.** [Coupled wave analysis for thick hologram gratings](#) / H. Kogelnic // The Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.

Современное состояние методов прецизионного контроля сферических поверхностей. Основные проблемы и пути их решения

Ю. С. Митрофанова^{1,2}, С. Б. Одинокоев¹, Б. Н. Сенник^{1,2}

¹ Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

² ПАО «Красногорский завод имени С. А. Зверева», Красногорск, Россия

В докладе проведён аналитический обзор существующих методов и оборудования в мировой практике прецизионного контроля сферических оптических поверхностей, с краткими выводами. Отражены основные тенденции в создании оптических трактов для оптико-электронных приборов и комплексов, которые напрямую влияют на решение метрологических вопросов, связанных с аттестацией сферических оптических элементов. В докладе также отражены основные проблемные вопросы, связанные с контролем сферических поверхностей, отсутствием нормативно-технической базы, необходимой для сертификации методик и приборов в рамках Российской Федерации.

Ключевые слова: прецизионный контроль, оптические поверхности, эталон сферы, интерферометрия.

Цитирование: **Корольков, В. П.** Современное состояние методов прецизионного контроля сферических поверхностей. Основные проблемы и пути их решения / Ю. С. Митрофанова, С. Б. Одинокоев, Б. Н. Сенник // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 65–67.

В последние годы в развитии оптико-электронного приборостроения, в частности, в создании оптических трактов, наметились две устойчивые тенденции.

Во-первых, в связи с постоянным улучшением технических характеристик приёмных устройств оптико-электронных приборов и программных продуктов цифровой обработки изображения, требования к точности изготовления оптических поверхностей и элементов постоянно повышаются.

Во-вторых, существует стабильная тенденция к уменьшению массогабаритных параметров приборов, геометрических параметров оптических элементов в оптических трактах. В целом ряде случаев ситуация обратная. Например, для создания крупногабаритных телескопов различного назначения требуются оптические элементы с геометрическими параметрами в несколько метров.

С учётом вышеизложенного, можно констатировать следующее: требуется максимальное повышение точности измерения оптических поверхностей, в частности, сферических, произвольных геометрических параметров, с архивацией результатов их аттестации.

На сегодняшний день в Российской Федерации единственным легитимным методом контроля качества сферических поверхностей является метод, основанный на использовании пробных стёкол, в соответствии с ГОСТ 2786-82 «Стёкла пробные для проверки радиусов и формы сферических поверхностей. Технические условия».

К сожалению, данный метод контроля во многом не устраивает производителей прецизионной оптики по целому ряду причин.

Во-первых, необходимость наличия большого архива ОПС, регулярного его обновления и переаттестации, изготовление КПС, РПС по классическим технологиям с последующей аттестацией, крайне экономически невыгодно.

Во-вторых, ограниченность по технологическим соображениям диаметров ОПС, КПС, РПС (от 3 мм до 130 мм) в целом ряде случаев осложняет их использование.

В-третьих, низкая точность и субъективность визуального метода контроля.

В-четвёртых, необходимость контакта при проведении измерений не исключает вероятность повреждения оптической измеряемой поверхности.

Несмотря на серьёзные достижения в области разработки и промышленного использования различных типов и моделей интерферометров для бесконтактного контроля качества оптических поверхностей, существуют много нерешённых вопросов.

А именно, существует государственный стандарт, регламентирующий официальное использование интерферометров в качестве метрологического оборудования для аттестации оптических поверхностей, но до настоящего времени интерферометры не введены в Государственный реестр средств измерения по причине отсутствия эталонных сфер. Исключением из данного факта является получение фирмой ООО «Опто-ТЛ» сертификата на собственный интерферометр OptoTl 60/125 по приказу Федерального агентства по техническому регулированию и метрологии № 2375 от 31.12.2020.

В целом ряде случаев, невозможно:

– Произвести прецизионные измерения фактических радиусов кривизны измеряемых деталей, ввиду отсутствия на сегодняшний день внесённых в Государственный реестр СИ измерительных линеек, типа Renishow.

– Существует определённый интервал в общем диапазоне радиусов кривизны, для которых невозможно создать опорный волновой фронт с использованием эталонных объективов (критичными радиусами являются выпуклые поверхности больших радиусов кривизны).

– Интерферометры, с полным набором эталонных объективов — весьма дорогостоящая вещь для любого предприятия.

– Постоянное увеличение доли оптических элементов с минимальными геометрическими параметрами (микрооптика) в общем объёме выпускаемых оптических элементов в Мире требуют создания специального нового модельного ряда интерферометров под вышеуказанные задачи.

– До настоящего времени, как правило, интерферометры для промышленного применения разрабатываются и производятся с учётом использования оптической схемы Физо, по целому ряду преимуществ, в отличие от интерферометров, построенных по оптической схеме Майкельсона. Но схема Физо имеет ограничение в измерении деталей с диафрагменным числом (отношение радиуса кривизны к диаметру измеряемой детали) меньше 0,5.

– Метод «сшивки» интерферограмм, позволяющий контролировать детали по всему световому диаметру (в случае, когда диафрагменное число меньше 0,5) не снижающий точность измерения, в настоящее время не обеспечивает корректных измерений, в том числе сферических поверхностей.

На сегодняшний день все вышеобозначенные задачи, и технические, и экономические, требуют решения.

Дифракционные методы исследования регулярных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах семейства ниобата и танталата лития

С. М. Шандаров¹, Е. Н. Савченков¹, Н. И. Буримов¹, А. В. Дубиков¹, Д. Е. Кузьмич¹,
Д. А. Губинская¹, М. А. Федянина¹, А. Р. Ахматханов², А. А. Есин², В. Я. Шур²

¹ Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники, Томск, Россия

² Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б. Н. Ельцина,
Екатеринбург, Россия

Представлены дифракционные методы исследования характеристик регулярных доменных структур (РДС), создаваемых в сегнетоэлектрических кристаллах 5% MgO:LiNbO₃ и 1% MgO:LiTaO₃ методом переключения поляризации под действием внешнего пространственно-периодического поля. Для РДС в кристалле 5% MgO:LiNbO₃ со стенками, наклоненными к полярной оси на угол $\alpha = \pm 0,31^\circ$, рассмотрена методика исследования их фотоиндуцированной проводимости по релаксации эффективности дифракции Брэгга в приложенном постоянном электрическом поле. Экспериментально исследована изотропная и анизотропная дифракция Брэгга на возмущениях оптических свойств, создаваемых РДС в кристалле 1% MgO:LiTaO₃, в отсутствие внешнего поля.

Ключевые слова: регулярные доменные структуры, дифракция Брэгга, анизотропная дифракция, ниобат лития, танталат лития, фотоиндуцированная проводимость доменных стенок.

Цитирование: Шандаров, С. М. Дифракционные методы исследования регулярных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах семейства ниобата и танталата лития / С. М. Шандаров, Е. Н. Савченков, Н. И. Буримов, А. В. Дубиков, Д. Е. Кузьмич, Д. А. Губинская, М. А. Федянина, А. Р. Ахматханов, А. А. Есин, В. Я. Шур // НОЛОEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 68–76.

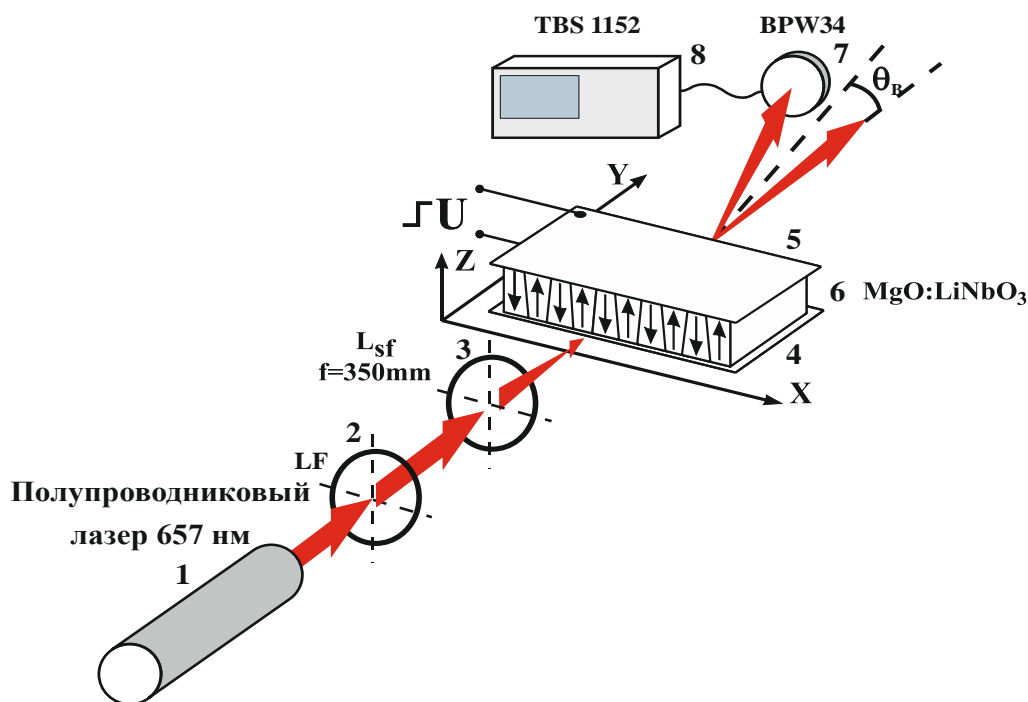
Введение

Развитие методов доменной инженерии [1–4] открывает возможности создания в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата и танталата лития РДС, эффективно используемых в настоящее время для квазисинхронного преобразования частоты лазерного излучения [4] и электрооптической модуляции его амплитудных [4–9] и спектральных [10] параметров. При этом необходимо обеспечить высокое качество создаваемых РДС, требуемую однородность пространственного периода Λ и воспроизводимость их параметров [3]. Реальные РДС имеют вариации доменов по размерам и по положению стенок, причем последние могут иметь наклон относительно полярной оси, который в кристаллах ниобата лития может составлять $0,2^\circ$ и более [11–15]. Неразрушающим методом контроля качества РДС, позволяющим определить их параметры, является линейная дифракция света, многие аспекты и особенности которой были подробно изучены в [5–9, 14–23] для доменных структур, сформированных в кристаллах ниобата лития различного состава.

Изотропная брэгговская дифракция в отсутствие приложенного к РДС внешнего электрического поля исследована в работах [14–16, 20, 21]. В этом случае изотропная дифракция, обусловленная возмущениями оптических свойств кристалла доменными стенками, наблюдалась в порядках $m = 1–6$ [14], $1–8$ [21] и $1–15$ [16], при распространении зондирующего пучка под соответствующими углами Брэгга к оси Y в плоскости XY кристаллов $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ [14, 21] и к некоторому направлению в плоскости $YZ-57^\circ$ кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Y}:\text{Mg}$ [16]. Следует отметить, что метод изотропной дифракции Брэгга в отсутствие внешнего поля позволяет обнаружить наличие наклона доменных стенок РДС к полярной оси Z и измерить его величину [14]. Изотропная дифракция со многими дифракционными максимумами, наблюдаемыми при распространении вдоль оси Z , изучалась в [17–20] для РДС в кристаллах $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ в отсутствие внешнего поля и в [17] для РДС в нелегированных кристаллах LiNbO_3 конгруэнтного состава в приложенном постоянном электрическом поле. Анализ различных аспектов дифракции Брэгга на РДС в кристаллах ниобата лития во внешнем электрическом поле, в том числе ее использования для электрооптической модуляции света, содержится, в частности, в [4–10, 14, 22, 23]. В [22] методом изотропной дифракции Брэгга на РДС в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ со стенками, наклоненными к полярной оси на угол $\alpha = \pm 0,31^\circ$, была обнаружена проводимость, фотоиндуцированная лазерным пучком с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм. Проведенные оценки показали, что при используемой в экспериментах его интенсивности в максимуме $I_0 = 49$ мВт/мм² усредненная по периоду Λ эффективная проводимость исследуемого кристалла с РДС может быть оценена как $\sigma_{\text{eff}} = 3,5 \cdot 10^{-9}$ Ом⁻¹м⁻¹, что более чем на четыре порядка превосходит известное для монодоменного образца $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ значение темновой проводимости $\sigma_d \leq 1,9 \cdot 10^{-13}$ Ом⁻¹м⁻¹ [24]. Такая фотоиндуцированная проводимость может влиять на характеристики устройств электрооптического управления лазерным излучением на основе РДС с наклонными стенками в сегнетоэлектрических кристаллах и иметь спектральную зависимость.

Относящаяся к типу анизотропной коллинеарная дифракция исследована в [18] для РДС, созданной электрической переполяризацией в кристалле $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$, в отсутствие внешнего поля, а также в [23] для ростовой доменной структуры в ниобате лития во внешнем электрическом поле, приложенном вдоль оси Y . Результаты исследования анизотропной дифракции Брэгга на РДС при распространении зондирующего пучка под соответствующими углами Брэгга к оси Y в плоскости XY кристалла $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ представлены в [17, 21]. Следует отметить, что авторам [17, 21] удалось экспериментально обнаружить такую дифракцию и измерить ее эффективность только для порядков с номерами от $m = 4$ до $m = 8$.

В настоящем сообщении представлены результаты экспериментальных исследований зависимости проводимости, наведенной зондирующим лазерным пучком с длиной волны $\lambda = 657$ нм и интенсивностью от 0,6 до 179 мВт/мм² в образце $5\% \text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ с РДС, изученной ранее в [14, 15, 22] для $\lambda = 632,8$ нм. Для РДС, сформированной в стехиометрическом кристалле $1\% \text{MgO}:\text{LiTaO}_3$, рассмотрена и экспериментально реализована изотропная и анизотропная дифракция Брэгга.



1 – полупроводниковый лазер, 2 – сменный светофильтр, 3 – положительная сферическая линза, 4 и 5 – медные электроды, 6 – кристалл ниобата лития с РДС, 7 – pin-фотодиод, 8 – осциллограф

Рис. 1. Схема экспериментальной установки

1. Исследование методом дифракции Брэгга проводимости РДС с наклонными стенками, фотоиндуцированной зондирующим пучком

Для регистрации временной зависимости эффективности электрооптической дифракции Брэгга в первый порядок использовалась описанная в [22] экспериментальная установка, в которой гелий-неоновый лазер был заменен на полупроводниковый лазерный диод (рис. 1), излучающий зондирующий световой пучок с длиной волны $\lambda = 657$ нм и выходной мощностью 15 мВт. Постоянное внешнее электрическое напряжение U_0 положительной или отрицательной полярности прикладывалось к образцу с РДС, имеющему пространственный период $\Lambda = 8,79$ мкм и размеры 2×1 мм² вдоль осей Y и Z , соответственно, с помощью механически прижимаемых к Z -граням медных электродов. Для включения напряжения использовалась цепь из тумблера и резистора с номиналом 1 кОм.

Пучок полупроводникового лазера с вектором поляризации вдоль оси Z кристалла фокусировался линзой с фокусным расстоянием 350 мм примерно в середину входной грани ($y = 0$) образца в перетяжку эллиптической формы с эффективной площадью $\approx 0,08$ мм². Подстройка положения перетяжки по оси Z проводилась по симметрии двух пятен в первом дифракционном максимуме, обусловленных дифракцией на двух системах параллельных доменных стенок, наклоненных к полярной оси на угол $\alpha = \pm 0,31^\circ$ [14, 22], в отсутствие приложенного напряжения (при $U_0 = 0$). Наблюдаемая при этом эффективность дифракции Брэгга на доменных стенках РДС имела значение $\eta_{dw} = 0,012$.

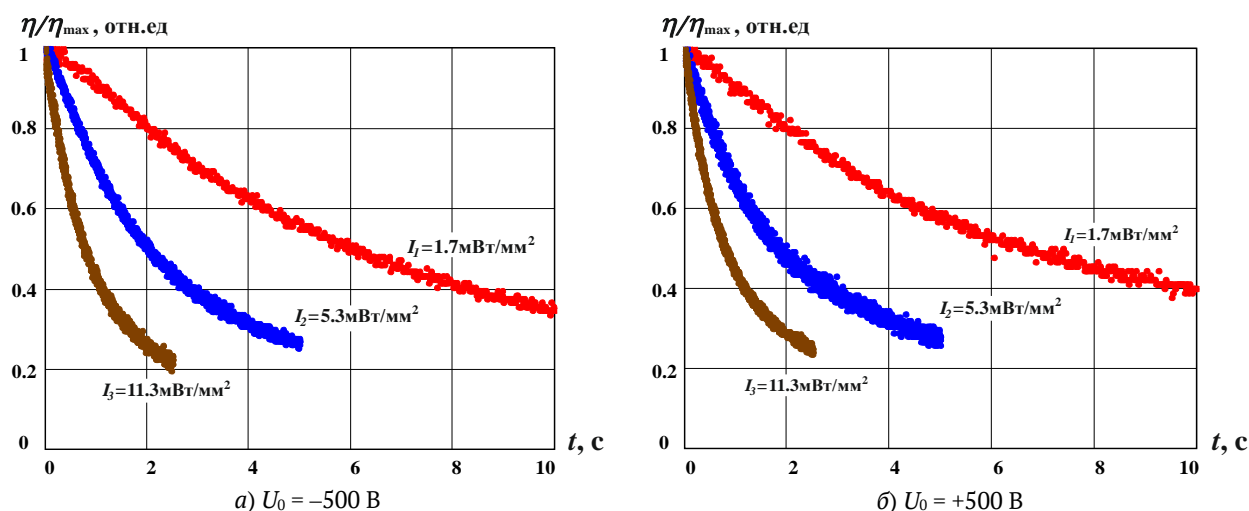


Рис. 2. Динамика эффективности дифракции Брэгга на РДС в первый порядок, наблюдаемая после приложения внешнего постоянного напряжения, для зондирующего лазерного пучка с интенсивностью в максимуме $I_1 = 1,7$, $I_2 = 5,3$ и $I_3 = 11,3$ мВт/мм²

После включения прилагаемого напряжения мощность дифрагированного луча $P(t)$, регистрируемая цифровым осциллографом TBS 1152, возрастала за время около 25 нс, и эффективность дифракции достигала максимальной величины, $\eta_m \approx 0,21$. Затем происходила медленная релаксация дифракционной эффективности $\eta(t)$ к начальной величине η_{dw} , со скоростью, которая возрастала с интенсивностью зондирующего пучка I_0 . Типичные зависимости для нормированных дифракционных эффективностей $\eta_{\pm}(t)/\eta_m$ для значений приложенного напряжения $U_0 = -500$ и $+500$ В представлены на рис. 2а и 2б соответственно.

Как видно из рисунка, зависимости $\eta_{-}(t)/\eta_m$ и $\eta_{+}(t)/\eta_m$ при одинаковых интенсивностях зондирующего пучка имеют количественные различия. В [14] было обнаружено, что при брэгговской дифракции зондирующего пучка с $\lambda = 632,8$ нм на исследуемой РДС последующее за продолжительной релаксацией выключение приложенного к ней внешнего поля приводит к быстрому увеличению эффективности дифракции до значения, близкого к η_m . Рассмотренные особенности поведения эффективности дифракции, как и в [22], могут быть объяснены релаксацией напряженности электрического поля пространственного заряда $E(t)$ в области РДС, засвечиваемой зондирующим пучком. Для наблюдаемой дифракции Брэгга со сравнительно слабой эффективностью воспользуемся предложенным в [22] подходом, в рамках которого релаксация этого поля описывается следующим соотношением.

$$E(t) = E_m \sqrt{\frac{\eta_{-}(t) + \eta_{+}(t)}{2} - \eta_{dw}}. \quad (1)$$

Формула (1) и экспериментально измеренные значения η_{dw} , $\eta_{-}(t)$ и $\eta_{+}(t)$, позволяют рассчитать временные зависимости для процесса релаксации электрического поля в засвечиваемой зондирующим пучком области РДС при всех используемых значениях интенсивности

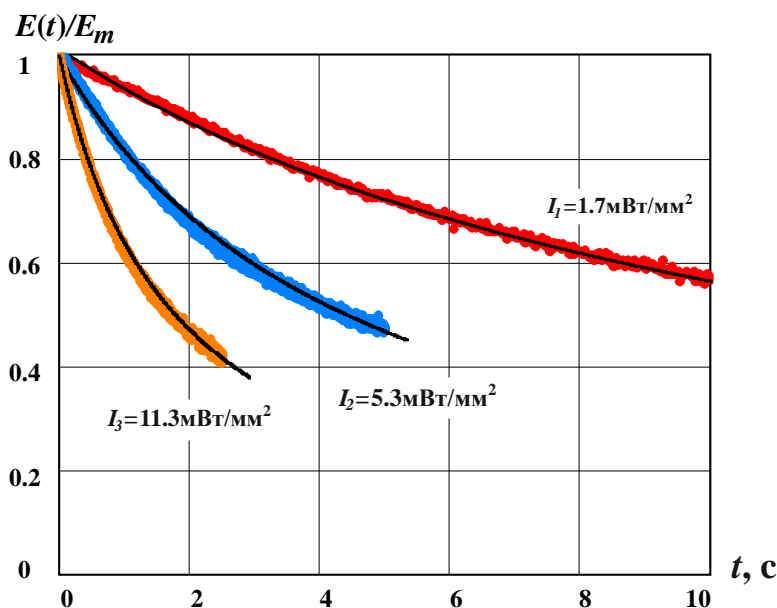


Рис. 3. Динамика релаксации электрического поля в засвечиваемой области РДС, рассчитанная по формуле (1) из экспериментальных данных для η_{dw} и для зависимостей $\eta_-(t)$ и $\eta_+(t)$, представленных на рис. 2 (точки), и ее аппроксимация функцией (2) (сплошные кривые)

зондирующего пучка. Пример расчета таких зависимостей $E(t)/E_m$, соответствующих представленным на рис. 2 данным для $\eta_-(t)/\eta_m$ и $\eta_+(t)/\eta_m$ и значению $\eta_{dw} = 0,012$, иллюстрируется рис. 3, где они показаны точками.

Как отмечалось в [22], динамика релаксации электрического поля в засвечиваемой области РДС может быть удовлетворительно описана функцией

$$E(t, I_0) = E_m \exp\{-a_E(I_0) \ln[1 + b_E(I_0)t]\}, \tag{2}$$

где параметры a_E и b_E могут быть определены подгонкой по методу наименьших квадратов. Найденные с использованием данного подхода аппроксимирующие функции показаны на рис. 3 сплошными кривыми. Причиной релаксации, на начальном участке имеющей максвелловский характер, может являться экранировка внешнего поля вследствие вызываемого им перераспределения зарядов в области проводящих наклонных стенок [22]. В этом случае для расчета усредненной по периоду Λ эффективной проводимости кристалла с РДС, имеющей наклонные стенки, можно воспользоваться соотношением $\sigma_{eff}(I_0) = \epsilon_{33} a_E(I_0) b_E(I_0)$, где ϵ_{33} — статическая диэлектрическая проницаемость кристалла. Из анализа экспериментальных данных получено, что эффективная проводимость связана с интенсивностью зондирующего пучка в исследованном диапазоне, от 0,6 до 179 мВт/мм², линейной зависимостью,

$$\sigma_{eff}(I_0) = B_{ph} I_0, \tag{3}$$

с коэффициентом фотоиндуцированной проводимости $B_{ph} = 1,5 \cdot 10^{-14} \text{ Ом}^{-1} \text{ Вт}^{-1} \text{ м}$. Для зондирующего пучка с интенсивностью $I_0 = 100 \text{ мВт/мм}^2$ эффективная проводимость исследуемой РДС может быть оценена, как $\sigma_{eff} = 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, что превышает значение темновой проводимости $\sigma_d \leq 1,9 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$ для монокристаллического образца MgO:LiNbO_3 , приведенное в [24], примерно на четыре порядка.

Таким образом, электрооптическая модуляция лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 657$ нм, с использованием исследованной РДС с углом наклона доменных стенок к полярной оси $\alpha = \pm 0,31^\circ$, должна сопровождаться меньшим влиянием на ее характеристики фотоиндуцированной проводимости, чем в случае модуляции излучения с $\lambda = 628,3$ нм, при той же интенсивности зондирующего пучка.

2. Изотропная и анизотропная дифракция Брэгга на доменных стенках РДС, сформированной в кристалле 1 % MgO:LiTaO₃

В экспериментах исследовалась РДС, сформированная в компании ООО «Лабфер» методом переключения поляризации под действием внешнего пространственно-периодического поля в стехиометрическом кристалле 1 % MgO:LiTaO₃. Образец имел размеры $5 \times 2 \times 1$ мм³ по осям X, Y и Z, соответственно. Переключенные области кристалла с доменными стенками Y-типа имели пространственный период $\Lambda = 7,99$ мкм вдоль оси X. Зондирующий гауссов пучок He-Ne лазера с длиной волны $\lambda = 632,8$ нм, диаметром около 1 мм и вектором поляризации, параллельным оси Z кристалла (e-волна), проходил через центр входной Y-границы образца, установленного на поворотном столике. Последний позволял изменять в плоскости XY угол между осью Y и зондирующим пучком для настройки по условиям Брэгга на дифракционные максимумы различных порядков. Эффективности дифракции для этих максимумов, η_{ee} и η_{eo} , определялась с использованием измерителя световой мощности Trolabs PM100D. Состояние поляризации света в дифракционных максимумах (e или o) фиксировалось с помощью дихроичного анализатора, устанавливаемого перед измерителем мощности.

Наблюдаемые визуально на отстоящем от выходной грани кристалла на 1650 мм экране дифракционные максимумы всех порядков как при изотропной ($m = 0...9$), так и при анизотропной ($m = 0...7$) дифракции, имели одинаковые распределения интенсивности $I_m(z)$, характеризующиеся единственным максимумом при $z = 0$. Из их вида следует, что в отличие от рассмотренного выше образца РДС в кристалле 5 % MgO:LiNbO₃ с наклонными стенками, для которого изотропная дифракция Брэгга описана в [14], для исследуемой РДС в 1 % MgO:LiTaO₃ доменные стенки характеризуются нулевым наклоном к полярной оси.

Результаты экспериментов по измерению эффективности изотропной (η_{ee}) и анизотропной (η_{eo}) дифракции Брэгга на создаваемых доменными стенками РДС возмущениях оптических свойств, составляющие спектра Фурье которых характеризуются пространственными частотами $2\pi t/\Lambda$ при значениях порядка дифракции m от 1 до 9, представлены в табл. 1.

Сравнение полученных результатов с приведенными в [20, 21] данными по эффективности дифракции Брэгга на РДС в кристалле 5 % MgO:LiNbO₃ на длине волны $\lambda = 655$ нм показывает, что вследствие значительно меньшего двулучепреломления танталата лития (из уравнений Селмейера в [25]: $n_o = 2,1716$ и $n_e = 2,1691$ для $\lambda = 632,8$ нм), чем ниобата лития (из уравнений Селмейера в [26]: $n_o = 2,2793$ и $n_e = 2,1914$ для $\lambda = 655$ нм), в исследованном образце наблюдается анизотропная дифракция и для низших порядков, с $m = 1...3$. Для изотропной

Табл. 1. Эффективность брэгговской дифракции на РДС в кристалле 1% MgO:LiTaO₃ для световых пучков, распространяющихся в плоскости XY

<i>m</i>	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$\eta_{ee} \times 100$	0,92	1,68	1,56	0,23	0,75	0,11	0,38	0,08	0,18
$\eta_{eo} \times 100$	0,23	0,37	0,14	0,04	0,03	0,01	0,02	—	—

дифракции в обоих кристаллах максимальная эффективность наблюдается для второго порядка, при $m = 2$.

Заключение

Таким образом, методом дифракции Брэгга изучена зависимость проводимости, фотоиндуцированной зондирующим лазерным пучком с длиной волны $\lambda = 657$ нм и интенсивностью от 0,6 до 179 мВт/мм² в образце 5% MgO:LiNbO₃ с РДС, доменные стенки которой наклонены к полярной оси на угол $\alpha = \pm 0,31^\circ$. Проведенные исследования изотропного и анизотропного типов дифракции Брэгга на РДС показали возможность их наблюдения в кристалле 1% MgO:LiTaO₃ для порядков с $m = 1...9$ и $m = 1...7$, соответственно.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках Госзадания на 2020–2022 годы (задание FEWM-2020-0038/3).

Список источников

- [1] **Catalan, G.** [Domain wall nanoelectronics](#) / G. Catalan, J. Seidel, R. Ramesh, J. F. Scott // *Reviews of Modern Physics*. — 2012. — Vol. 84. — № 1. — P. 119–156.
- [2] **Шур, В. Я.** Доменная нанотехнология в монокристаллах семейства ниобата лития и танталата лития / В. Я. Шур // *Наноматериалы и наноструктуры-XXI век*. — 2015. — Том 6. — № 2. — С. 38–45.
- [3] **Shur, V. Ya.** [Micro- and nano-domain engineering in lithium niobate](#) // V. Ya. Shur, A. R. Akhmatkhanov, I. S. Baturin // *Applied Physics Reviews*. — 2015. — Vol. 2. — P. 040604.
- [4] **Ferrari, P.** *Ferroelectric crystals for photonic applications* / Edited by P. Ferrari, S. Grilli, P. De Natale. — Berlin–Heidelberg : Springer–Verlag, 2009, 2014. — 493 p.
- [5] **Yamada, M.** [Electrically induced Bragg-diffraction grating composed of periodically inverted domains in lithium niobate crystals and its application devices](#) / M. Yamada // *Review of Scientific Instruments*. — 2000. — Vol. 71. — P. 4010–4016.
- [6] **Inuoe, T.** [Electrooptic Bragg deflection modulator using periodically poled MgO:LiNbO₃](#) / T. Inuoe, T. Suhara // *IEEE Photonics Technology Letters*. — 2011. — Vol. 23. — № 17. — P. 1252–1254.
- [7] **Mhaouech, I.** [Low drive voltage electro-optic Bragg deflector using a periodically poled lithium niobate planar waveguide](#) / I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzani, M. Chauvet, L. Guilbert // *Optics Letters*. — 2016. — Vol. 41. — № 18. — P. 4174–4177.
- [8] **Shandarov, S. M.** [Electrically controllable diffraction of light on periodic domain structures in ferroelectric crystals](#) / S. M. Shandarov, E. N. Savchenkov, M. V. Borodin, A. E. Mandel, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // *Ferroelectrics*. — 2019. — Vol. 542. — P. 58–63.

- [9] **Шандаров, С. М.** Электрически управляемая дифракция света на периодических доменных структурах в сегнетоэлектрических кристаллах / С. М. Шандаров, Е. Н. Савченков, М. В. Бородин, А. Е. Мандель, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 66–70.
- [10] **Wang, T. J.** [Electro-optically spectrum switchable, multiwavelength optical parametric oscillators based on aperiodically poled lithium niobate](#) / T. J. Wang, L. M. Deng, H. P. Chung, W. K. Chang, T. D. Pham, Q. H. Tseng, R. Geiss, T. Pertsch, Y. H. Chen // Optics Letters. — 2020. — Vol. 45. — № 20. — P. 5848–5851.
- [11] **Schröder, M.** [Conducting domain walls in lithium niobate single crystals](#) / M. Schröder, A. Haußmann, A. Thiessen, E. Soergel, T. Woike, L. M. Eng // Advanced Function Materials. — 2012. — Vol. 22. — № 18. — P. 3936–3944.
- [12] **Werner, C. S.** [Large and accessible conductivity of charged domain walls in lithium niobate](#) / C. S. Werner, S. J. Herr, K. Buse, B. Sturman, E. Soegel, C. Razzaghi, I. Breunig // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7. — № 1. — P. 9862.
- [13] **Esin, A. A.** [Tilt control of the charged domain walls in lithium niobate](#) / A. A. Esin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Applied Physics Letters. — 2019. — Vol. 114. — № 9. — P. 092901.
- [14] **Савченков, Е. Н.** Дифракция света на регулярной доменной структуре с наклонными стенками в $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ / Е. Н. Савченков, С. М. Шандаров, С. В. Смирнов, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Письма в ЖЭТФ. — 2019. — Том 110. — № 3. — С. 165–169.
- [15] **Шандаров, С. М.** Дифракция света в сегнетоэлектрических кристаллах на периодически поляризованных структурах с заряженными и нейтральными доменными стенками / С. М. Шандаров, Е. Н. Савченков, С. В. Смирнов, А. Е. Шараева, В. А. Краковский, Л. Я. Серебренников, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // HOLOEXPO 2019 : XVI международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2019. — С. 265–273.
- [16] **Александровский, А. Л.** Линейная и нелинейная дифракционные решетки в монокристаллах ниобата лития с периодической доменной структурой / А. Л. Александровский, О. А. Глико, И. И. Наумова, В. И. Прялкин // Квантовая электроника. — 1996. — Том 23. — № 7. — С. 657–659.
- [17] **Müller, M.** [Investigation of periodically poled lithium niobate crystals by light diffraction](#) / M. Müller, E. Soergel, K. Buse, C. Langrock, M. M. Fejer // Journal of Applied Physics. — 2005. — Vol. 97. — № 4. — P. 044102.
- [18] **Shandarov, S. M.** [Collinear and isotropic diffraction of laser beam and incoherent light on periodically poled domain structures in lithium niobate](#) / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, S. V. Smirnov, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Ferroelectrics. — 2016. — Vol. 496. — № 1. — P. 134–142.
- [19] **Shandarov, S. M.** [Linear diffraction of light waves in periodically poled lithium niobate crystal](#) / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, A. V. Andrianova, G. I. Bolshenin, M. V. Borodin, A. Yu. Kim, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // Ferroelectrics. — 2017. — Vol. 508. — № 1. — P. 49–57.
- [20] **Шандаров, С. М.** Дифракционные и интерферометрические методы исследования периодически поляризованных доменных структур в сегнетоэлектрических кристаллах ниобата лития / С. М. Шандаров, А. Е. Мандель, Е. Н. Савченков, М. В. Бородин, С. В. Смирнов, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Голография. Наука и практика : XIV международная конференция HOLOEXPO 2017 : Тезисы докладов / МГТУ им. Н. Э. Баумана, ООО «МНГС». — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. — С. 203–209.

- [21] **Shandarov, S. M.** [Linear diffraction of light waves on periodically poled domain structures in lithium niobate crystals: collinear, isotropic, and anisotropic geometries](#) / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, T. M. Akylbaev, M. V. Borodin, E. N. Savchenkov, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Yu. Shur // Journal of Physics: Conference Series. — 2017. — Vol. 867. — P. 012017.
- [22] **Савченко, Е. Н.** Наблюдение фотоиндуцированной проводимости регулярной доменной структуры с наклонными стенками в $\text{MgO}:\text{LiNbO}_3$ на длине волны 632,8 нм при дифракции Брэгга / Е. Н. Савченко, А. В. Дубиков, А. Е. Шараева, Н. И. Буримов, С. М. Шандаров, А. А. Есин, А. Р. Ахматханов, В. Я. Шур // Письма в ЖЭТФ. — 2020. — Том 112. — № 10. — С. 644–649.
- [23] **Lu, Y. Q.** [Electro-optic effect of periodically poled optical superlattice and its applications](#) / Y. Q. Lu, Z. L. Wan, Q. Wang, Y. X. Xi, N. B. Ming // Applied Physics Letters. — 2000. — Vol. 77. — № 23. — P. 3719–3721.
- [24] **Wengler, M. C.** [Ultraviolet light-assisted domain inversion in magnesium-doped lithium niobate crystals](#) / M. C. Wengler, U. Heinemeyer, E. Soergel, K. Buse // Journal of Applied Physics. — 2005. — Vol. 98. — № 6. — P. 064104.
- [25] **Dolev, I.** [Linear and nonlinear optical properties of \$\text{MgO}:\text{LiTaO}_3\$](#) / I. Dolev, A. Ganany-Padowicz, A. Arie, J. Magin, G. Gadret // Applied Physics B. — 2009. — Vol. 96. — P. 423–432.
- [26] **Shen, H. Y.** [Measurement of refractive indices and thermal refractive-index coefficients of \$\text{LiNbO}_3\$ crystal doped with 5 mol. % \$\text{MgO}\$](#) / H. Y. Shen, H. Xu, Z. D. Zeng, W. X. Lin, R. F. Wu, G. F. Xu // Applied Optics. — 1992. — Vol. 31. — № 31. — P. 6695–6697.

LiSrAlF₆:Cr лазер с решёткой Брэгга: перестройка и генерация двух длин волн

В. М. Петров¹, Е. Э. Попов^{1, 2}, А. П. Погода²

¹ Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» имени Д. Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

Впервые продемонстрирована перестройка излучения лазера на основе кристалла LiSrAlF₆:Cr и пропускающей решётки Брэгга в диапазоне 100 нм, а также режим одновременной генерации двух, не кратных между собой длин волн.

Ключевые слова: оптика, голография, дифракционные оптические элементы.

Цитирование: Петров, В. М. LiSrAlF₆:Cr лазер с решёткой Брэгга: перестройка и генерация двух длин волн / В. М. Петров, Е. Э. Попов, А. П. Погода // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 77–83.

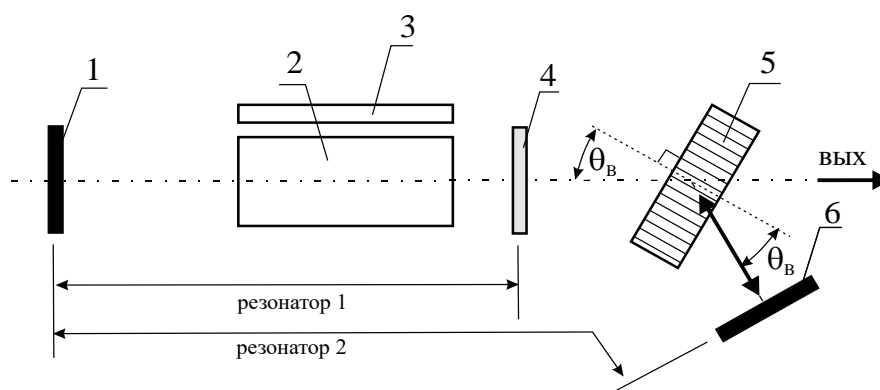
Введение

Монокристаллический лития стронция алюминия фторид, допированный хромом LiSrAlF₆:Cr, обладает необходимым набором свойств для создания лазеров с широким диапазоном перестройки генерируемой длины волны [1–3]. Длительное время жизни верхнего уровня допускает использование прямой ламповой или диодной накачки относительно небольшой мощности [4, 5]. Использование различных периодических структур позволяет эффективно управлять излучением такого лазера [6–8].

Дифракционные решётки Брэгга, выполненные в виде периодических вариаций показателя преломления в фото-терморепрактивных стёклах, обладают дифракционной эффективностью до 100%, и высочайшим оптическим качеством. С этой точки зрения они являются практически идеальными для задач перестройки длины волны лазера, работающего в импульсном режиме. Далее нами будут приведены результаты исследования работы LiSrAlF₆:Cr лазера с использованием в качестве спектрально-селективного элемента в виде пропускающей решетки Брэгга, созданной в фото-термо-рефрактивном стекле [9].

1. Режим свободной генерации

Схема исследуемого лазера в режиме свободной генерации и перестройкой по длине волны показана на рис. 1. По сравнению с «обычной» схемой резонатора, в данном случае добавлены фазовая пропускающая решётка Брэгга 5 и глухое зеркало 6. Решётка Брэгга была установлена на вращающейся станине, позволяющей менять угол падения с точностью примерно 0,01°. Полупрозрачное зеркало 4 здесь и далее имело коэффициент отражения R примерно 50% в рабочей полосе длин волн.



1 — глухое зеркало, 2 — активный элемент, 3 — лампа накачки, 4 — полупрозрачное зеркало $R = 50\%$, 5 — фазовая решётка Брэгга, 6 — глухое зеркало

Рис. 1. Схема лазера в режиме свободной генерации и перестройке по длине волны

Как видно из представленного рисунка, в этом случае лазер имеет два резонатора. Первый резонатор образован двумя плоскими зеркалами 1 и 4. Второй резонатор образован зеркалами 1 и 6, длина этого резонатора составляет 75 см. Зеркало 6 расположено не параллельно зеркалу 1. Связь между зеркалами 1 и 6 осуществляется за счёт пропускающей фазовой решетки Брэгга 5. Решётка записана в фото-термо-рефрактивном стекле и имеет следующие параметры: средний показатель преломления $n \approx 1,43$, толщина решетки $T = 0,7$ мм, пространственный период решётки $\Lambda \approx 760$ мкм. При падении излучения на решётку слева направо происходила дифракция под углом θ_B , равным углу падения. Длина волны падающего света λ_B и угол θ_B связаны законом Брэгга

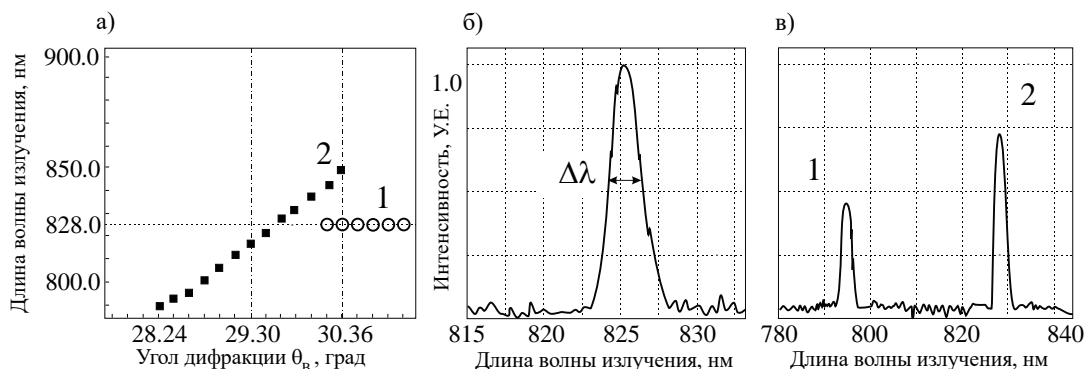
$$2\Lambda \sin \theta_B = \lambda_B. \quad (1)$$

При падении из резонатора на решётку даже нескольких длин волн, благодаря высокой угловой и спектральной селективности решётки, продифрагирует только та волна, длина которой удовлетворяет условию (1). Выражения (2) дают оценку, соответственно, относительных угловой, и спектральной селективностей решётки в пропускающей геометрии.

$$\frac{\delta\theta}{\theta} \approx \frac{\Lambda}{T}, \quad \frac{\delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\lambda}{T} \operatorname{ctg} \theta, \quad (2)$$

где $\delta\theta$ — отклонение от угла падения θ , при котором дифракционная эффективность решётки изменяется от своего максимального значения до нуля. Для параметров используемых нами решёток оценки (2) дают: угловая селективность $\delta\theta/\theta \approx 1,1 \times 10^{-5}$, спектральная селективность $\delta\lambda/\lambda \approx 1,8 \times 10^{-5}$. Для используемого в данной работе угла падения $\theta \approx 33^\circ$, абсолютная угловая селективность решётки составила $\Delta\theta \approx 0,03^\circ$. Величина спектральной селективности составила $\delta\lambda \approx 1,5$ нм. Таким образом, решётка Брэгга 5 обеспечивает высокую спектральную и угловую селекцию генерируемого излучения во втором резонаторе.

На рис. 2 показаны результаты исследования диапазона перестройки длин волн лазерного излучения в режиме свободной генерации. Видно, что полный диапазон перестройки за счёт изменения угла Брэгга решётки составил 795–850 нм. Важно отметить, что при углах дифракции, больших, чем $30,3^\circ$, дополнительно наблюдается генерация излучения на длине



а — зависимость длин волн генерации от угла Брэгга θ_B : 1 — излучение, генерируемое в резонаторе 1, 2 — в резонаторе 2; б — излучение на длине волны ≈ 825 нм, режим генерации одной длины волны, ширина спектра излучения $\Delta\lambda \approx 2,4$ нм; в — излучение на длинах волн ≈ 795 нм, и 828 нм, режим генерации двух длин волн

Рис. 2. Характеристики в режиме свободной генерации с перестройкой длины волны

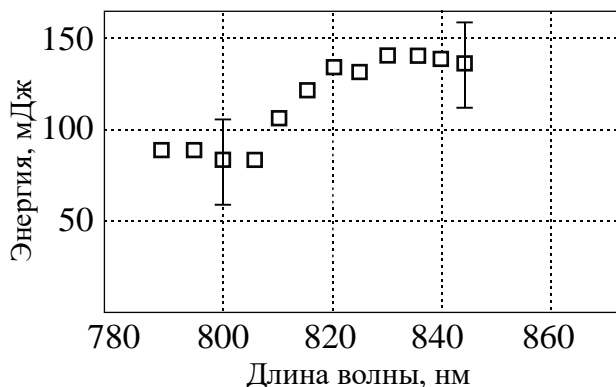


Рис. 3. Зависимость энергии импульса на выходе лазера от длины волны в режиме свободной генерации с перестройкой длины волны

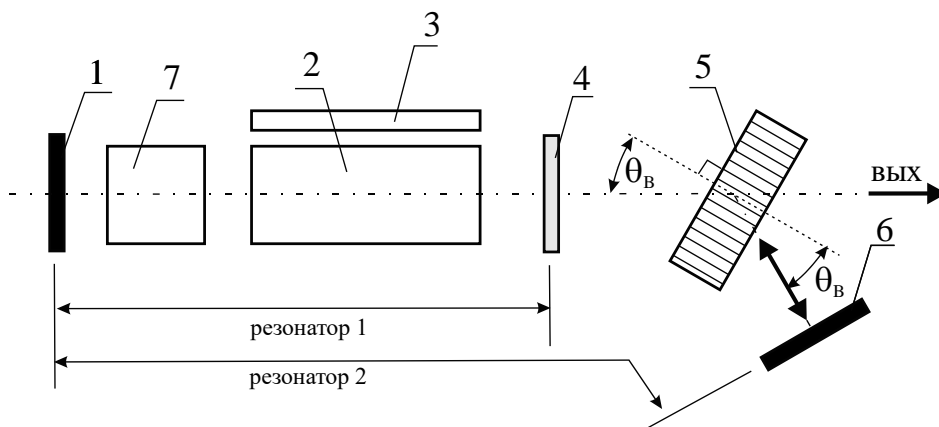
волны $\lambda \approx 828$ нм. Таким образом, возникает режим генерации двух, не кратных между собой длин волн.

На рис. 3 показаны результаты измерения мощности свободной генерации от длины волны.

2. Режим пассивной модуляции добротности с перестройкой по длине волны

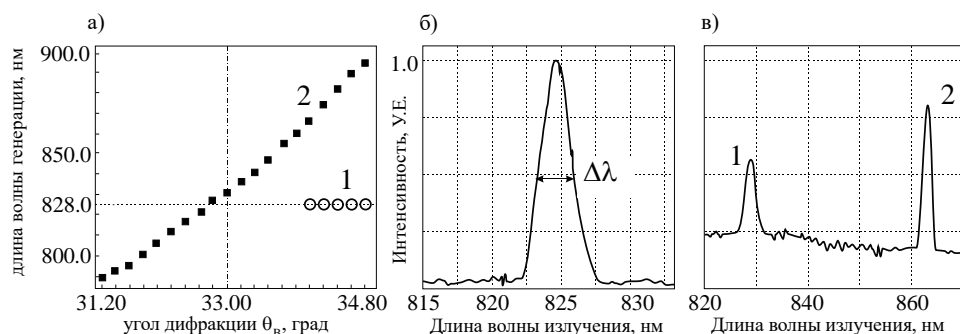
Схема исследуемого лазера в режиме пассивной модуляции добротности показана на рис. 4. По сравнению со схемой, показанной на рис. 1, в данном случае добавлен пассивный самопросветляющийся LiF:F^{-2} затвор 7 с начальным пропусканием $60 \pm 5\%$.

На рис. 5 показаны результаты исследования диапазона перестройки длин волн лазерного излучения в режиме пассивной модуляции добротности. Видно, что полный диапазон перестройки за счёт изменения угла Брэгга решётки составил 795–895 нм. Важно отметить, что при углах, более 34° , дополнительно наблюдается генерация излучения на длине волны $\lambda \approx 828$ нм. Таким образом возникает режим генерации двух, не кратных между собой длин волн.



1 и 6 – «глухие» зеркала, 2 – активный элемент, 3 – лампа накачки, 4 – полупрозрачное зеркало, 5 – фазовая решётка Брэгга, 7 – самопросветляющийся затвор или электрооптический затвор для режима активной модуляции добротности

Рис. 4. Схема лазера с пассивной модуляцией добротности с перестройкой длины волны. Резонатор 1 образован зеркалами 1 и 4, резонатор 2 – зеркалами 1 и 6



а – зависимость длин волн генерации от угла Брэгга θ_B : 1 – излучение, генерируемое в резонаторе 1, 2 – в резонаторе 2; б – излучение на длине волны $\approx 824,5$ нм, режим генерации одной длины волны, ширина спектра излучения $\Delta\lambda \approx 2,4$ нм; в – излучение на длинах волн ≈ 828 нм (1), и 866 нм (2), режим генерации двух длин волн

Рис. 5. Характеристики в режиме пассивной модуляции добротности с перестройкой длины волны

На рис. 6 показаны результаты измерения мощности генерации в режиме пассивной модуляции добротности от длины волны.

3. Режим активной модуляции добротности с перестройкой по длине волны

Схема исследуемого лазера в режиме активной модуляции добротности аналогична схеме, показанной на рис. 4. Однако, в случае активной модуляции добротности, вместо самопросветляющегося затвора 7 использовался электрооптический затвор, представляющий из себя ячейку Погкельса на основе кристалла бета-бората бария (ВВО) – РСВ4S-С, производства Eksma, время срабатывания которого определялось внешним управляющим сигналом.

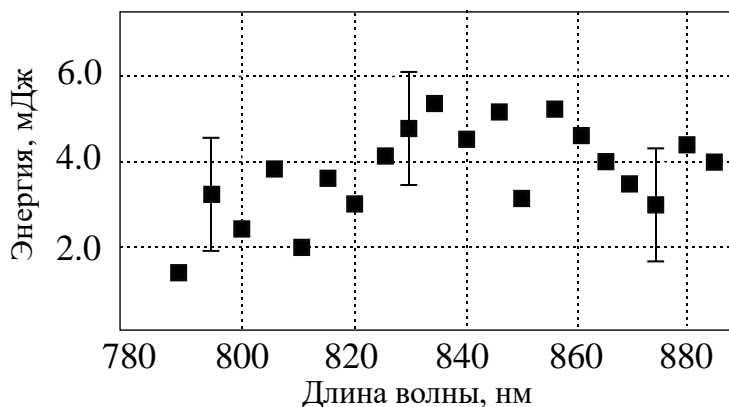


Рис. 6. Зависимость энергии генерируемого импульса от длины волны в режиме пассивной модуляции добротности

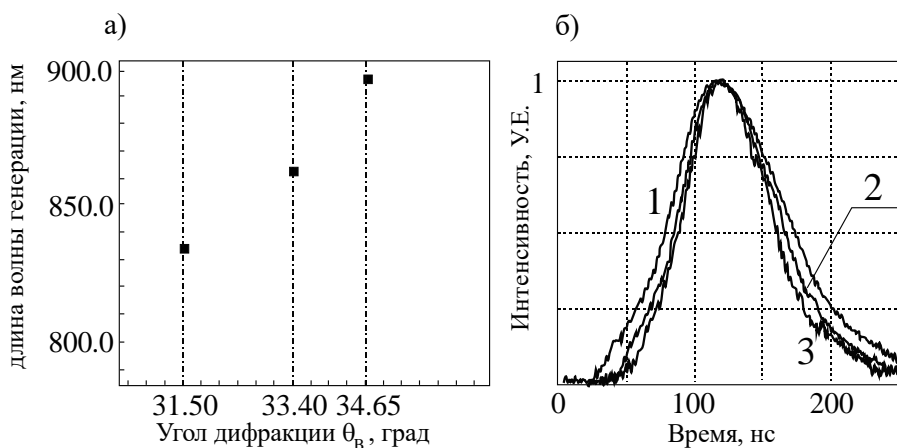


Рис. 7. Характеристики в режиме активной модуляции добротности
 а — зависимость длины волн генерации от угла Брэгга θ_B ; б — осциллограммы генерируемых импульсов:
 1 — на длине волны $\lambda_1 = 835,4$ нм, длительность импульса $\tau_1 \approx 101$ нс, 2 — $\lambda_2 = 865,1$ нм, $\tau_2 \approx 94$ нс,
 3 — $\lambda_3 = 897$ нм, $\tau_3 \approx 84$ нс

Рис. 7. Характеристики в режиме активной модуляции добротности

На рис. 7 показаны результаты исследования диапазона перестройки длин волн лазерного излучения в режиме активной модуляции добротности. Видно, что полный диапазон перестройки за счёт изменения угла Брэгга решётки в данном случае составил 835,4–897,6 нм. Как видно из представленного графика, в этом режиме нами получены только три экспериментальные точки для зависимости длины волны дифракции от угла дифракции. Это связано с необходимостью каждый раз проводить дополнительную юстировку затвора при изменении угла дифракции, что вызывало определённые технические трудности. Генерации двух длин волн в этом режиме нами не наблюдалось.

4. Обсуждение результатов

Лазеры с управляемыми в установленном диапазоне спектральными свойствами востребованы в различных областях техники: системы дистанционного зондирования атмосферы, спектроскопия, системы передачи информации, и т. д. [10]. Как правило, источником излучения в таких системах является лазеры на активном элементе Ti:Sapphire. Однако использова-

ние этих сред имеет следующие недостатки. Во-первых, короткое время жизни верхнего возбужденного состояния Ti:Sapphire (3,2 мкс) [11] приводит к необходимости использования накачки достаточно пиковой высокой мощности. Во-вторых, как правило, продольная накачка осуществляется второй гармоникой излучения Nd:YAG-лазера. Сложность, низкая эффективность, габаритные размеры и высокая стоимость лазерной накачки Ti:Sapphire -системы ограничивают область ее применения. Недостаточно высокая энергия при значительных габаритных размерах исключает возможность использования системы для космических задач (дистанционное зондирование атмосферы системами космического базирования). Альтернативой Ti:Sapphire можно рассматривать кристалл лития стронция алюминия фторид, допированный хромом. Как уже было отмечено, эта среда имеет широкий спектр излучения (750–950 нм), сопоставимый со спектром Ti:sapphire , и достаточно большое время жизни верхнего лазерного уровня (67 мкс), что допускает использование прямой ламповой или диодной накачки относительно меньшей мощности. Ключевым преимуществом при создании системы накачки является наличие лазерных диодов с полосой излучения 650–680 нм. Это позволяет создавать компактную систему с поперечной накачкой линейками лазерных диодов относительно малого веса.

По сравнению с ближайшим зарубежным аналогом, в качестве перестраиваемого спектрально-селективного элемента, мы использовали решётку Брэгга, созданную в фото-термо-рефрактивном стекле. Эта решётка обладает дифракционной эффективностью, заметно превышающей 90%, высоким оптическим качеством и предельно-низкими оптическими потерями в рабочем диапазоне длин волн. Размещение такого элемента в лазере приводило к минимальным вносимым потерям. Мы полагаем, что именно этот факт позволил достичь диапазона перестройки 795–895 нм, против диапазона 840–882 нм, достигнутого в работе [8] с использованием решётки Липпмана.

Заключение

Мы считаем необходимым отметить, что в данной работе мы приводим результаты исследования лазера, все основные элементы которого созданы в России. Активный элемент лазера — кристалл $\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}$ был выращен в Казанском (Приволжском) федеральном университете, Решётка Брэгга, обеспечивающая плавную перестройку генерируемой длины волны — изготовлена в Университете ИТМО в Санкт-Петербурге. Квантрон был изготовлен в Балтийском государственном техническом университете «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова.

По нашим данным, исследования такого лазера проведены впервые в нашей стране. Экспериментально продемонстрированный диапазон перестройки составил 795–895 нм, что выше, чем у ближайшего зарубежного аналога.

Список источников

- [1] **Beaud, P.** [Gain properties of \$\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}^{3+}\$](#) / P. Beaud, Y.-E. Chen, B. H. T. Chai, M. C. Richardson // Optics Letters. — 1992. — Vol. 17. — № 15. — P. 1064–1066.

- [2] **Payne, S. A.** [Properties of Cr:LiSrAlF₆ crystals for laser operation](#) / S. A. Payne, L. K. Smith, R. J. Beach, B. H. T. Chai, J. H. Tassano, L. D. DeLoach, W. L. Kway, R. W. Solarz, W. F. Krupke // Applied Optics. — 1994. — Vol. 33. — № 24. — P. 5526–5536.
- [3] **Payne, S. A.** [Laser performance of LiSrAlF₆:Cr³⁺](#) / S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway, H. W. Newkirk // Journal of Applied Physics. — 1989. — Vol. 66. — № 3. — P. 1051–1056.
- [4] **Scheps, R.** [Diode-pumped LiSrAlF₆:Cr³⁺ laser](#) / R. Scheps, J. F. Myers, H. B. Serreze, A. Rosenberg, R. C. Morris, M. Long // Optics letters. — 1991. — Vol. 16. — № 11. — P. 820–822.
- [5] **Demirbas, U.** [Diode-pumped continuous-wave and femtosecond Cr:LiCAF lasers with high average power in the near infrared, visible and near ultraviolet](#) / U. Demirbas, I. Baaly, D. A. E. Acar, A. Leitenstofer // Optics Express. — 2011. — Vol. 23. — № 7. — P. 20444–20461.
- [6] **Chung, T.** [Solid-state spectral narrowing using a volumetric photothermal refractive Bragg grating cavity mirror](#) / T. Chung, A. Rapaport, V. Smirnov, L. B. Glebov, M. C. Richardson, M. Bass // Optics letters. — 2006. — 31. — № 2. — P. 229–231.
- [7] **Патент № 6586 141 B1 US.** Process for production of high efficiency volume diffractive elements in photo-thermo-refractive glass / O. M. Efimov, L. B. Glebov, V. I. Smirnov, L. N. Glebova. — Оpubл. 01.07.2003.
- [8] **Kunpeng, L.** [High-efficiency tunable dual-wavelength Cr:LiSAF laser with external grating feedback](#) / L. Kunpeng, S. Yanlong, Y. Li // Optics Communications. — 2017. — Vol. 405. — P. 233–237.
- [9] **Никоноров, Н. В.** Голографические оптические компоненты на основе фоторефрактивных кристаллов и стекол: сравнительный анализ и перспективы развития / Н. В. Никоноров, В. М. Петров // Оптика и спектроскопия. — 2021. — Том 129. — № 4. — С. 385–392.
- [10] **Bruce, E.** [Tunable Lasers](#) / E. Bruce // IEEE Spectrum. — 2002. — Vol. 39. — № 9. — P. 35–39.
- [11] **Eggleston, J. M.** [Characteristics and kinetics of laser-pumped Ti:sapphire oscillators](#) / J. M. Egglestone, L. G. DeShazer, K. W. Kangas // IEEE journal of quantum electronics. — 1988. — Vol. 24. — № 6. — P. 1009–1015.

Гомодинный квадратурный интерферометр перемещений для нового эталона килограмма на основе ватт-весов

Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев

ФГУП «Всероссийский научно-исследовательский институт оптико-физических измерений»,
Москва, Россия

В работе на основе формализма матриц Джонса описана оптическая схема однопроходного гомодинного интерферометра перемещений с квадратурным принципом регистрации фазы. Интерферометр построен по схеме Майкельсона, а для получения квадратурных сигналов со сдвигом фазы 90° используются поляризационные оптические элементы. Интерферометр предполагается использовать в составе нового отечественного эталона килограмма на основе ватт-весов для прецизионных измерений перемещений и скорости катушки в вертикальном направлении. Рассмотрены результаты моделирования оптической схемы интерферометра с целью оценки влияния на точность измерений несовершенства поляризационных элементов и их юстировки. Также рассмотрен алгоритм компенсации нелинейных эффектов, возникающих при квадратичном детектировании интерференционных сигналов. В докладе будут приведены результаты экспериментального опробования гомодинного интерферометра перемещений с квадратурным принципом регистрации фазы.

Ключевые слова: гомодинный, квадратурный, интерферометр перемещений, ватт-весы, эталон килограмма.

Цитирование: Вишняков, Г. Н. Гомодинный квадратурный интерферометр перемещений для нового эталона килограмма на основе ватт-весов / Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 84–95.

Введение

В настоящее время многие единицы международной системы СИ выражаются через фиксированные значения фундаментальных констант. Так, единица массы — килограмм — определяется через постоянную Планка. Связать постоянную Планка и единицу массы позволяет устройство, которое предложил в 1975 году доктор Брайан Киббл из Национальной физической лаборатории Великобритании. Это устройство часто называют ватт-весы или киббл-весы и вес тела в них уравнивается электромагнитной силой, которая рассчитывается на основе постоянной Планка. В ряде метрологических лабораторий по всему миру, в том числе и России, сейчас идёт создание таких установок. Их целью является достичь относительную неопределённость измерений массы порядка 10^{-8} [1].

Измерения с помощью ватт-весов производятся в двух режимах [1] — взвешивания и калибровки. В режиме взвешивания вес пробной массы уравнивается силой, действующей на катушку с током, находящуюся в поле магнита. В режиме калибровки та же катушка перемещается в том же магнитном поле с постоянной скоростью. В этом случае получают информацию о конфигурации магнитного поля, свойствах катушки и магнита, и измеряют электри-

ческое напряжение, которое возникает в катушке. В обоих режимах необходимо измерять перемещение и скорость катушки и пробной массы в вертикальном направлении с высокой точностью. Для этой цели используют лазерные интерферометры перемещений, которые бывают двух типов: гомодинные и гетеродинные [1, 2].

Достоинства и недостатки гомодинных и гетеродинных интерферометров рассматривались во многих работах, например, обзоре [3]. Гомодинные интерферометры обладают компактностью, простотой оптической схемы, а также меньшей нелинейностью при измерении перемещений [4]. Для восстановления разности фаз между интерферирующими пучками, как правило, используются квадратурные сигналы, а для их получения применяют различные оптические схемы с поляризационными элементами.

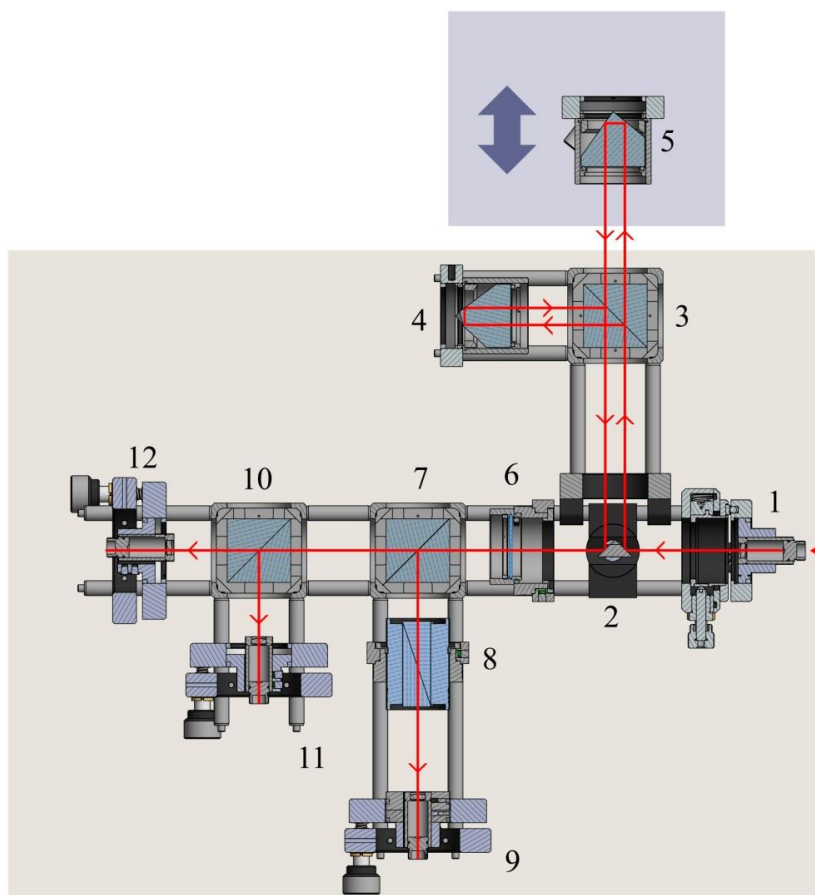
Для достижения субнанометровой точности измерений перемещений необходимо учитывать и компенсировать нелинейность гомодинных интерферометров, которая возникает от несовершенства поляризационных элементов, в первую очередь поляризационного светоделителя, различием в чувствительности и коэффициентах усиления детекторов и т. п. [4]. Поэтому в настоящее время активно ведутся работы по компенсации нелинейности гомодинных интерферометров, как с помощью численных методов, и в первую очередь с помощью широко распространенного алгоритма эллиптического фиттинга (elliptical least-squares fitting technique) [5], так и аппаратными методами [6–8].

В настоящей работе выбрана оптическая схема гомодинного интерферометра перемещений с квадратурным принципом регистрации фазы. Интерферометр предполагается использовать в составе нового отечественного эталона килограмма на основе ватт-весов для прецизионных измерений перемещений и скорости катушки в вертикальном направлении.

1. Оптическая схема интерферометра

Чертеж макета однопроходного гомодинного интерферометра перемещений с квадратурным принципом регистрации фазы, аналогичного тому, который используется в составе ватт-весов национального метрологического института Южной Кореи KRISS [9], приведен на рис. 1. Макет полностью спроектирован из покупных изделий фирмы ThorLabs, а для крепления и юстировки оптико-механических элементов используется кейдж-система этой же фирмы.

В качестве источника излучения применяется He-Ne лазер, стабилизированный по частоте, с волоконным выходом с сохранением поляризации и коллиматором 1. Направление плоскости поляризации линейно поляризованного лазерного излучения должно составлять 45° к горизонтальной плоскости оптического стола (x -плоскости, совпадающей с плоскостью листа). Доставленное излучение после отражения от первой зеркальной грани призмы 2 поступает в интерферометр Майкельсона, состоящий из поляризационного светоделительного кубика 3, неподвижного 4 и подвижного 5 трехгранных ретроотражателей (трипель-призм). После поляризационного светоделительного кубика 3 формируются два пучка света с ортогональной поляризацией, которые после отражения от трипель-призм 4, 5 и второй зеркальной грани призмы 2 поступают в регистрирующий блок интерферометра.



1 – волоконный коллиматор для ввода лазерного излучения от стабилизированного по частоте He-Ne лазера (не указан); 2 – призма с зеркальными гранями; 3 – поляризационный светоделительный кубик; 4 – неподвижный трехгранный ретроотражатель (триппель-призма); 5 – подвижный трехгранный ретроотражатель (триппель-призма); 6 – четвертьволновая пластинка, быстрая ось которой расположена под углом 45° к горизонтальной плоскости; 7 – неполяризационный светоделительный кубик; 8 – линейный поляризатор под углом 45° к горизонтальной плоскости; 9 – волоконный коллиматор, ведущий к 1-му фотодетектору; 10 – поляризационный светоделительный кубик; 11 – волоконный коллиматор, ведущий ко 2-му фотодетектору; 12 – волоконный коллиматор, ведущий к 3-му фотодетектору

Рис. 1. Чертеж макета гомодинного квадратурного интерферометра перемещений

Четвертьволновая пластинка 6, быстрая ось которой расположена под углом 45° к горизонтальной плоскости, преобразует поляризацию этих пучков в круговую. После отражения и прохождения через неполяризационный 7 и поляризационный 10 светоделительные кубики пучки направляются к волоконным коллиматорам 9, 11, 12, которые соединены волоконными жгутами с соответствующими фотодетекторами (на рис. 1 не показаны). При этом излучение, которое направляется к коллиматору 9, вначале проходит линейный поляризатор 8, расположенный под углом 45° к горизонтальной плоскости.

Смещение ретроотражателя 5 в предметном плече интерферометра измеряется путём детектирования фазы сигнала, образующегося в результате интерференции лучей. В общем случае для вычисления фазы сигнала необходимо две квадратурных компоненты, однако в

данной установке используется три: 0° , 90° и 180° . Это необходимо для частичного устранения постоянной составляющей сигналов.

2. Применение формализма Джонса для описания оптической схемы гомодинного интерферометра

В настоящем разделе рассмотрим как образуются квадратурные сигналы с помощью поляризационных элементов. Для этого используем формализм матриц Джонса [10]. Лазерное излучение, попадающее в интерферометр из волоконного коллиматора 1, после поляризационного светоделительного кубика 3 (см. рис. 1) делится на два пучка с ортогональной линейной поляризацией. Причем, отраженное от светоделительной грани кубика излучение будет иметь вертикальную линейную поляризацию (вдоль оси y), а прошедшее излучение — горизонтальную линейную поляризацию (вдоль оси x). Для горизонтальной и вертикальной поляризации нормированные вектора Джонса записываются в следующем виде [10].

$$\mathbf{E}(0) = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\mathbf{E}(90) = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Излучение с вертикальной поляризацией (2) направляется на неподвижный уголкового ретроотражатель 4 и служит опорным пучком. Излучение с горизонтальной поляризацией (1) попадает на уголкового ретроотражатель 5, закрепленный на движущейся катушке эталона килограмма, и он является предметным пучком. При перемещении катушки на величину $u(t)$ фаза предметного пучка относительно опорного изменится на величину

$$\delta(t) = \frac{4\pi}{\lambda} u(t), \quad (3)$$

где λ — длина волны стабилизированного лазерного излучения.

С учетом этого вектор Джонса для предметного пучка можно переписать в виде

$$\mathbf{E}(0) = \exp(i\delta) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Таким образом, на вход блока регистрации поступают два когерентных пучка лазерного излучения — предметный (4) и опорный (2), имеющие ортогональную поляризацию и распространяющиеся по одному направлению. В блоке регистрации находятся разные поляризационные элементы, которые описываются следующими матрицами Джонса [10].

1. Четвертьволновая пластинка 6, быстрая ось которой ориентирована под углом 45° к оси x .

$$gwp(45) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & -i \\ -i & 1 \end{pmatrix}. \quad (5)$$

2. Неполяризационный (обычный) светоделительный кубик 7 с соотношением 50% на 50% имеет следующие матрицы Джонса для отраженного (reflection) и прошедшего (transmission) света.

$$bsr = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

$$bst = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}. \quad (7)$$

3. Поляризационные светоделительные кубики 3 и 10, матрицы Джонса для прошедшего излучения совпадает с матрицей Джонса для линейного поляризатора, ориентированного под углом 0° к оси x .

$$pbs_x = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (8)$$

а для отраженного от светоделительной грани — с матрицей Джонса для линейного поляризатора, ориентированного под углом 90° к оси x , т. е. вдоль оси y .

$$pbs_y = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

4. Линейный поляризатор 8, ориентированный под углом 45° к оси x .

$$p(45) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Если же линейный поляризатор ориентирован под произвольным углом θ к оси x , то его матрица Джонса будет такая.

$$p(\theta) = \begin{pmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta\cos\theta \\ \sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta \end{pmatrix}. \quad (11)$$

Согласно [10, 11], преобразование поляризации рядом последовательно расположенных оптических устройств описывается результирующей матрицей, которая вычисляется как произведение соответствующих частных матриц, причем порядок перемножения обратен порядку прохождения излучением системы оптических элементов.

1. В первом канале оба пучка (предметный и опорный) сначала проходят четвертьволновую пластинку 6, далее отражаются от светоделительной грани обычного (неполяризованного) кубика 7 и, наконец, проходят через линейный поляризатор 8, ориентированный под углом 45° к оси x .

Обозначим результирующую матрицу для 1-го канала через $K1$, тогда ее можно записать в виде

$$K1 = qwp(45) \cdot bsr \cdot p(45). \quad (12)$$

Согласно формализму Джонса, излучение, прошедшее через один или несколько последовательно расположенных поляризационных элементов, описывается произведением входного вектора Джонса на результирующую матрицу Джонса. Поэтому можно записать

$$E_1(0) = K1 \cdot E(0) = \frac{\sqrt{2}}{4} \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \exp(i\delta) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$E_1(90) = K1 \cdot E(90) = \frac{\sqrt{2}}{4} \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \exp(i\pi) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Таким образом, на 1-ый фотодетектор через коллиматор 9 на рис. 1 приходит сумма когерентных световых полей, которые описываются коллинеарными векторами (13), (14), параллельными оси пропускания поляризатора 8.

$$E_{d1} = E_1(0) + E_1(90) = \frac{\sqrt{2}}{4} [\exp(i\pi) + \exp(i\delta)] \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (15)$$

Данная сумма полей направляется на 1-ый фотодетектор, который регистрирует интенсивность. Известно [10, 11], что интенсивность излучения вычисляется как произведение вектора Джонсона на комплексно сопряженный ему транспонированный вектор, поэтому

$$I_{d1}(t) = 2 \cdot \frac{1}{8} \left| [\exp(i\pi) + \exp(i\delta)] \exp\left(i\frac{\pi}{4}\right) \right|^2 = \frac{1}{2} \{1 + \cos[\delta(t) - \pi]\}. \quad (16)$$

Таким образом, в 1-ом канале фотодетектор регистрирует гармонический сигнал (16), фаза которого связана с перемещением катушки $u(t)$ по формуле (3) и сдвинута на $-\pi$ радиан.

2. Во втором канале оба пучка также сначала проходят четвертьволновую пластинку 6, затем через обычный (неполяризационный) кубик 7 и отражаются от светоделительной грани поляризационного светоделителя 10.

Обозначим результирующую матрицу для 2-го канала через $K2$, тогда ее можно записать в виде

$$K2 = qwp(45) \cdot bst \cdot pbs_y. \quad (17)$$

Тогда поле излучения, прошедшего через эти последовательно расположенные поляризационные элементы, можно записать в следующем виде

$$E_2(0) = K2 \cdot E(0) = \frac{1}{2} \exp\left(i\frac{\pi}{2}\right) \exp(i\delta) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (18)$$

$$E_2(90) = K2 \cdot E(90) = \frac{1}{2} \exp(i\pi) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (19)$$

Таким образом, на 2-ой фотодетектор через коллиматор 11 на рис. 1 приходит сумма когерентных световых полей, которые описываются коллинеарными векторами (18), (19), лежащими в вертикальной плоскости.

$$E_{d2} = E_2(0) + E_2(90) = \frac{1}{2} [\exp\left(i\frac{\pi}{2}\right) + \exp(i\delta)] \exp\left(i\frac{\pi}{2}\right) \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Данная сумма полей направляется на 2-ой фотодетектор, который регистрирует интенсивность.

$$I_{d2}(t) = \frac{1}{4} \left| \left[\exp\left(i\frac{\pi}{2}\right) + \exp(i\delta) \right] \exp\left(i\frac{\pi}{2}\right) \right|^2 = \frac{1}{2} \{1 + \cos[\delta(t) - \frac{\pi}{2}]\}. \quad (21)$$

Видно, что во 2-ом канале фотодетектор регистрирует также гармонический сигнал (21), фаза которого связана с перемещением катушки $u(t)$ по формуле (3) и сдвинута на $-\pi/2$ радиан.

3. В третьем канале оба пучка также сначала проходят четвертьволновую пластинку 6, затем через обычный (неполяризационный) кубик 7 и проходят через поляризационный светоделитель 10 на рис. 1.

Обозначим результирующую матрицу для 3-го канала через $K3$, тогда ее можно записать в виде

$$K3 = qwp(45) \cdot bst \cdot pbs_x. \quad (22)$$

Поле излучения, прошедшего через эти последовательно расположенные поляризационные элементы, можно записать в следующем виде.

$$\mathbf{E}_3(\mathbf{0}) = \mathbf{K}\mathbf{3} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{0}) = \frac{1}{2} \exp(i\delta) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$\mathbf{E}_3(\mathbf{90}) = \mathbf{K}\mathbf{3} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{90}) = \frac{1}{2} \exp(-i\frac{\pi}{2}) \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Таким образом, на 3-ий фотодетектор через коллиматор 12 на рис. 1 приходит сумма когерентных световых полей, которые описываются коллинеарными векторами (23), (24), лежащими в горизонтальной плоскости.

$$\mathbf{E}_{d3} = \mathbf{E}_3(\mathbf{0}) + \mathbf{E}_3(\mathbf{90}) = \frac{1}{2} [\exp(-i\frac{\pi}{2}) + \exp(i\delta)] \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (25)$$

Данная сумма пучков направляется на 3-ий фотодетектор, который регистрирует интенсивность.

$$I_{d3}(t) = \frac{1}{4} \left| \left[\exp(-i\frac{\pi}{2}) + \exp(i\delta) \right] \right|^2 = \frac{1}{2} \{1 + \cos[\delta(t) + \frac{\pi}{2}]\}. \quad (26)$$

В 3-ем канале фотодетектор регистрирует также гармонический сигнал (26), фаза которого связана с перемещением катушки $u(t)$ по формуле (3) и сдвинута на $+\pi/2$ радиан.

Таким образом, показано, что приведенная конфигурация поляризационных элементов позволяет получить три гармонических сигнала (16), (21) и (26), причем фаза двух сигналов (21) и (26) смещена относительно третьего сигнала (16) на $-\pi/2$ и $+\pi/2$, соответственно.

Из полученных трех сигналов можно сформировать два квадратурных сигнала без постоянной (аддитивной) составляющей. Вычитая сигналы друг из друга и используя тригонометрические формулы для суммы и разности углов, получим следующие выражения для квадратурных сигналов.

$$I_x(t) = I_{d2}(t) - I_{d1}(t) = \sqrt{2} \sin \left[\delta(t) + \frac{\pi}{4} \right], \quad (27)$$

$$I_y(t) = I_{d3}(t) - I_{d1}(t) = \sqrt{2} \cos \left[\delta(t) + \frac{\pi}{4} \right]. \quad (28)$$

Поделив (27) на (28) и применив операцию arctg имеем

$$\delta(t) = \text{arctg} \left[\frac{I_{d2}(t) - I_{d1}(t)}{I_{d3}(t) - I_{d1}(t)} \right] - \frac{\pi}{4}. \quad (29)$$

Используя выражение (3) получим окончательную формулу для вычисления искомого перемещения.

$$u(t) = \frac{\lambda}{4\pi} \text{arctg} \left[\frac{I_{d2}(t) - I_{d1}(t)}{I_{d3}(t) - I_{d1}(t)} \right] - \frac{\pi}{16}. \quad (30)$$

После применения данной формулы необходимо выполнить операцию «сшивки» фазы.

3. Моделирование оптических полей, которые возникают после прохождения поляризационных элементов

Как отмечается в работе [12] ключевой проблемой гомодинных квадратурных интерферометров является повышенная чувствительность погрешности восстановления фазы к отклонению фазовых углов волновых пластинок (четверть- и полуволновых) от их номинального значения.

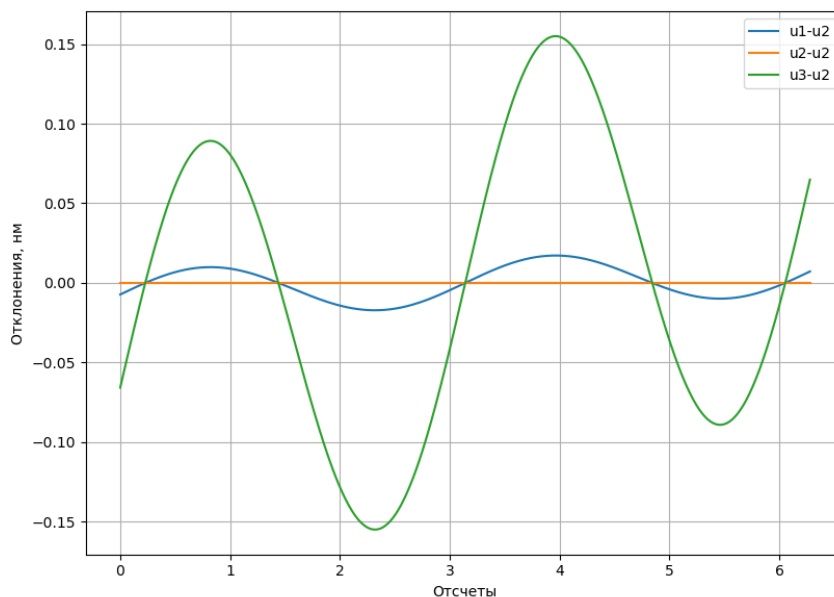


Рис. 2. Зависимость отклонений перемещений $u_1 - u_2$ и $u_3 - u_2$ от отсчетов времени

Поэтому в настоящей работе на основе формализма матриц Джонса с помощью библиотеки SymPy 1.6.2 символьных вычислений в среде Python 3.8 проведен расчет оптических полей, которые возникают после прохождения поляризационных элементов, что позволило оценить влияние на измерения перемещений неточности их установки.

Для упрощения моделирования в оптической схеме интерферометра на рис. 1 использованы только два поляризационных элемента — четвертьволновая пластинка и поляризатор. Обычный светоделительный кубик исключен из рассмотрения, т. к. он не влияет на поляризационные характеристики излучения. Поляризационный светоделительный кубик на отраженное излучение действует как линейный поляризатор, ориентированный под углом 90° к оси x , а на прошедшее излучение — как линейный поляризатор, ориентированный под углом 0° к оси x . Поэтому при моделировании угол поворота поляризатора принимает три значения $0, \pi/4$ и $\pi/2$.

Матрица оптической системы из этих двух оптических элементов представляет собой произведение матрицы Джонса поляризатора p для произвольного угла поворота θ [см. формулу (11)] и четвертьволновой пластины qwp для произвольного угла φ [10, 11].

$$qwp(\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 + i \cdot \cos(\varphi) & i \cdot \sin(\varphi) \\ i \cdot \sin(\varphi) & 1 - i \cdot \cos(\varphi) \end{pmatrix}, \tag{31}$$

С помощью библиотеки символьных вычислений SymPy 1.6.2 были получены аналитические формулы для зависимости интенсивностей выходных сигналов I_1, I_2, I_3 от угла поворота четвертьволновой пластины φ при трех фиксированных значениях угла θ вращения поляризатора $0, \pi/4$ и $\pi/2$. Затем эти значения интенсивностей подставлялись в формулу (30) и восстанавливались временные зависимости перемещений $u_1(t), u_2(t)$ и $u_3(t)$, соответственно, для углов $\varphi_1 = 46^\circ, \varphi_2 = 45^\circ$ и $\varphi_3 = 48^\circ$.

При равномерном движении уголкового ретроотражателя со скоростью V для правильного угла поворота четвертьволновой пластинки $\varphi_2 = 45^\circ$ зависимость $u_2(t)$ представляет собой прямую, проходящую через начало координат под углом, тангенс которого равен скорости V .

Если четвертьволновая пластинка установлена под неправильным углом, отличным от 45° , то возникают отклонения от этого линейного закона, приводящие к погрешности измерения перемещений. Для более наглядной визуализации этих отклонений на рис. 2 приведены «разностные» зависимости $u_1(t) - u_2(t)$ и $u_3(t) - u_2(t)$, из которых видно, что для углов φ , отличающихся от точного угла на 1° и 3° , т. е. для углов 46° и 48° , эти отклонения одинаковы и не превышают 0,2 нм.

4. Моделирование квадратурных сигналов на фотоприемниках

Для идеальной оптической схемы интерферометра квадратурные сигналы описываются выражениями (27) и (28). Однако реальные квадратурные сигналы отличаются от «идеальных» из-за различного рода нелинейностей [4–8]. Они вызваны несовершенством поляризационных элементов, в первую очередь поляризационного светоделителя, различием в чувствительности и коэффициентах усиления детекторов [5]. Поэтому реальные квадратурные сигналы можно описать следующими выражениями.

$$I_x(t) = a_x + b_x \sin[\delta(t)], \quad (32)$$

$$I_y(t) = a_y + b_y \cos[\delta(t) + \Delta], \quad (33)$$

где параметры a_x, b_x , — описывают постоянный фон (аддитивная составляющая сигналов DC offsets); a_y, b_y — описывают амплитуду модуляции сигналов (мультипликативная составляющая сигналов AC); параметр Δ — описывает наличие дополнительного фазового сдвига, кроме необходимого в 90° . Поэтому для реальных квадратурных сигналов пользоваться формулой (30) для определения перемещения $u(t)$ нельзя.

Введем следующие обозначения

$$c_x = \frac{I_x(t) - a_x}{b_x}, \quad c_y = \frac{I_y(t) - a_y}{b_y}.$$

Тогда из (32) и (33) несложно получить, что

$$\delta(t) = \arctg \left(\frac{c_x \cdot \cos(\Delta)}{c_y + c_x \cdot \sin(\Delta)} \right). \quad (34)$$

Из (34) следует, что для определения фазы кроме самих сигналов (32) и (33) необходимо также знать параметры сигналов a_x, b_x, a_y, b_y и Δ .

Для их определения в работе [5] была предложена вычислительная процедура, названная эллиптическим фитингом. Если построить зависимость сигналов на фотоприемниках, задаваемых формулами (32), (33), друг от друга $I_y(I_x)$, то полученная кривая будет представлять собой эллипс (фигуру Лиссажу). В реальном эксперименте квадратурные сигналы будут зашумлены, так как фотоприёмники имеют определенный уровень шумов.

Моделирование проводилось по следующей схеме.

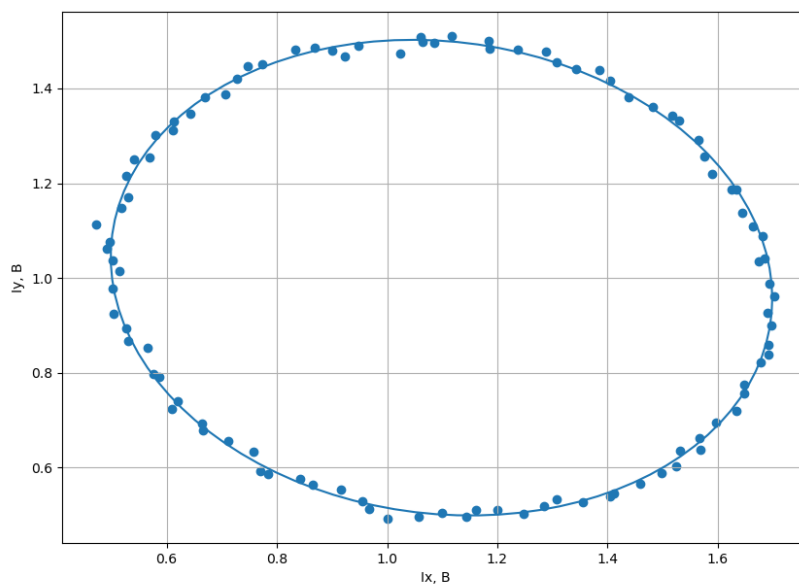


Рис. 3. Зависимость сигналов $I_y(I_x)$ при следующих параметрах сигналов: $a_x = 1,0$, $b_x = 0,5$, $a_y = 1,1$, $b_y = 0,6$ и $\Delta = 5^\circ$ при уровне шума $RMS = 0,01$

1. Сначала задавались параметры квадратурных сигналов, а именно, число отсчетов сигнала на период N , параметры a_x , b_x , a_y , b_y , Δ и RMS шума для точной фазы $\delta(t)$, изменяющейся по линейному закону при равномерном перемещении катушки.

2. Далее с помощью процедуры эллиптического фиттинга находились параметры сигналов a_x , b_x , a_y , b_y и Δ .

3. По формуле (34) вычислялась новая фаза для реальных квадратурных сигналов.

4. Так как в формуле (34) присутствует арктангенс, то возможно наличие разрывов фазы, которые устранялись с помощью операции «сшивки».

5. Вычисленная фаза аппроксимировалась прямой и из нее вычиталась исходная точная фаза.

6. Для перехода от фазы к перемещению умножаем полученную разность фаз на $\lambda/4\pi$ ($\lambda = 632$ нм) и находим максимальное отклонение закона перемещения катушки от линейного.

В работе рассмотрена модель шума в виде аддитивной составляющей сигнала, имеющей гауссово распределение. Зависимость $I_y(I_x)$ при параметрах сигналов $a_x = 1,0$, $b_x = 0,5$, $a_y = 1,1$, $b_y = 0,6$, $\Delta = 5^\circ$ и уровне шума $RMS = 0,01$ представлена точками на рис. 3.

На этом же рис. 3 сплошной линией показан эллипс, который был рассчитан с помощью процедуры эллиптического фиттинга, и он наилучшим образом аппроксимирует зависимость $I_y(I_x)$ в присутствии шума.

На рис. 4 приведен результат моделирования, проведенный по описанной схеме и для указанных выше параметров, но для меньшего уровня шума $RMS = 0,001$, который соответствует реальному шуму фотоприемников в несколько мВ. Из графика видно, что погрешность восстановления искомого перемещения по реальным квадратурным сигналам амплитудой 1 В в присутствии шумов не превышает 0,3 нм.

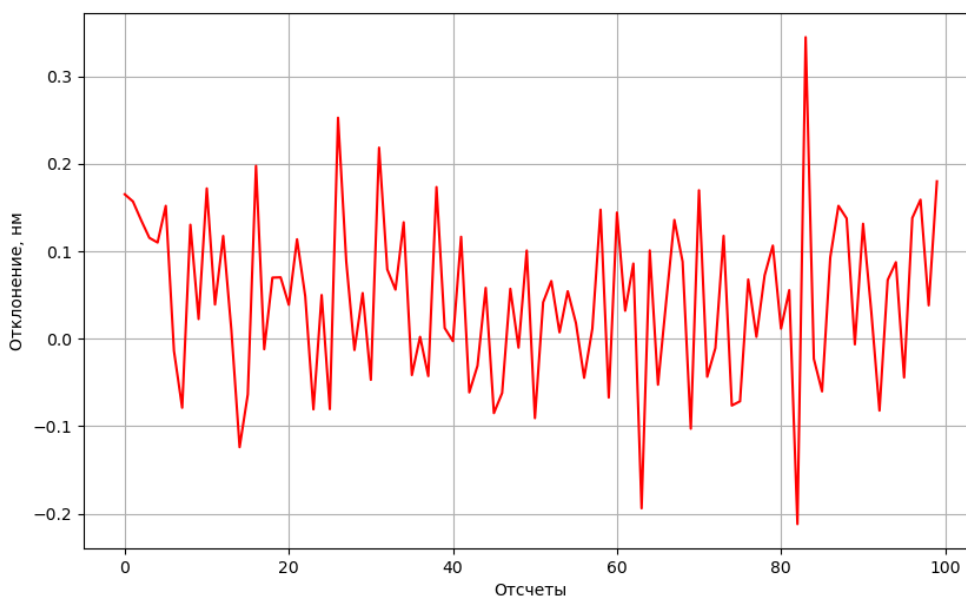


Рис. 4. Отклонение восстановленного перемещения от линейного после применения процедуры эллиптического фиттинга при уровне шума $RMS = 0,001$

Заключение

На основе формализма матриц Джонса в работе получены формулы для квадратурных сигналов, на их основе проведено математическое моделирование оптических полей, которые возникают после прохождения поляризационных элементов. Показано, что неточность поворота четвертьволновой пластинки в диапазоне от 1° до 3° приводит к незначительной погрешности 0,2 нм в измерении перемещения. Также рассмотрен и промоделирован алгоритм компенсации нелинейных эффектов, возникающих при квадратичном детектировании интерференционных сигналов. Показано, что погрешность восстановления искомого перемещения по реальным квадратурным сигналам в присутствии шумов методом эллиптического фиттинга не превышает 0,3 нм.

Список источников

- [1] **Robinson, I. A.** [The watt or Kibble balance: a technique for implementing the new SI definition of the unit of mass](#) / I. A. Robinson, S. Schlaminger // Metrologia. — 2016. — Vol. 53. — № 5. — P. A46–A74.
- [2] **Коронкевич, В. П.** Лазерная интерферометрия / В. П. Коронкевич, В. С.Соболев, Ю. Н. Дубнищев. — Новосибирск : Наука, 1983. — 212 с.
- [3] **Watchi, J.** [Contributed Review: A review of compact interferometers featured](#) / J. Watchi, S. Cooper, B. Ding, C. M. Mow-Lowry, C. Collette // Review of Scientific Instruments. — 2018. — Vol. 89. — № 12. — P. 121501
- [4] **Wu, C.-m.** Nonlinearity in measurements of length by optical interferometry / C.-m. Wu, C.-s. Su // Measurement Science and Technology. — 1996. — Vol. 7. — № 1. — P. 62–68.
- [5] **Wu, C.-m.** Correction of nonlinearity in one-frequency optical interferometry / C.-m. Wu, C.-s. Su, G.-S. Peng // Measurement Science and Technology. — 1996. — Vol. 7. — № 4. — P. 520–524.
- [6] **Cui, J.** [Homodyne laser interferometer involving minimal quadrature phase error to obtain subnanometer nonlinearity](#) / J. Cui, Z. He, Y. Jiu, J. Tan, T. Sun // Applied Optics. — 2016. — Vol. 55. — № 25. — P. 7086–7092.

- [7] **Hu, P.** [DC-offset-free homodyne interferometer and its nonlinearity compensation](#) / P. Hu, J. Zhu, X. Zhai, J.-B. Tan // Optics Express. — 2015. — Vol. 23. — № 7. — P. 8399–8408.
- [8] **Yan, L.** [Precision PGC demodulation for homodyne interferometer modulated with a combined sinusoidal and triangular signal](#) / L. Yan, Z. Chen, B. Chen, J. Xie, S. Zhang, Y. Lou, E. Zhang // Optics Express. — 2018. — Vol. 26. — № 4. — P. 4818–4831.
- [9] **Kim, D.** [Design of the KRISS watt balance](#) / D. Kim, B. C. Woo, K. C. Lee, K. B. Choi, J. A. Kim, J. W. Kim, J. Kim // Metrologia. — 2014. — Vol. 51. — № 2. — P. S96–100.
- [10] **Джеррард, А.** Введение в матричную оптику / А. Джеррард, Дж. М. Бёрч; пер. А. И. Божкова и Д. В. Власова под ред. В. В. Коробкина. — М. : Мир, 1978. — 341 с.
- [11] **Ищенко, Е. Ф.** Поляризационный анализ / Е. Ф. Ищенко, А. Л. Соколов — М. : Издательство «Знак», 1998. — 208 с.
- [12] **Cui, J.** [Realization of robust homodyne quadrature laser interferometer by performing wave plate yawing to realize ultra-low error sensitivity](#) / J. Cui, Z. He, J. Tan, T. Sun // Optics Express. — 2016. — Vol. 24. — № 20. — P. 23505–23518.

Диагностика функциональных материалов методом динамических решеток

А. Л. Толстик, Е. В. Ивакин, И. Г. Даденков, А. А. Станкевич

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Проанализированы возможности метода динамических решеток для диагностики и измерения характеристик ряда функциональных материалов. Показана эффективность выделения различных механизмов нелинейности за счет изменения длины волны падающего излучения и периода динамических решеток. Продемонстрировано расширение возможностей метода при использовании дополнительной решетки (гомодина), позволяющей разделять вклады различных механизмов нелинейности в условиях их одновременного проявления. Для измерения нелинейной оптической восприимчивости пятого и более высокого порядков предложено использовать различные порядки дифракции на объемных динамических решетках. Разработанные методики апробированы на ряде полупроводниковых сред, фоторефрактивных и активированных кристаллах, диагностика которых позволила определить нелинейно-оптические, термооптические и кинетические характеристики, включая времена заселения возбужденных и ловушечных уровней, время жизни носителей заряда, термооптический коэффициент и температуропроводность.

Ключевые слова: голография, нелинейная оптика, динамические решетки, оптическая восприимчивость, температуропроводность, фоторефрактивные кристаллы, полупроводники.

Цитирование: Толстик, А. Л. Диагностика функциональных материалов методом динамических решеток / А. Л. Толстик, Е. В. Ивакин, И. Г. Даденков, А. А. Станкевич // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 96–100.

Существенным достоинством метода динамических решеток (метод пространственно-модуляционной спектроскопии) является возможность бесконтактной диагностики большого разнообразия как типов материалов, так и механизмов их взаимодействия с электромагнитным излучением. При этом возможна работа в широком спектральном (от ближней УФ до ближней ИК области спектра) и временном (от фемтосекунд до секунд) диапазонах. Путем изменения периода динамических решеток, задержки считывающего импульса, а также использования когерентного поля гомодина, интерферирующего с полем сигнала дифракции, появляются возможности выделения различных механизмов нелинейности и измерения нелинейно-оптических, термооптических и кинетических характеристик большого многообразия исследуемых материалов. Так, по величине дифракционной эффективности динамической решетки можно оценить светоиндуцированное изменение показателя преломления, а также нелинейные оптические восприимчивости различных порядков [1–3]. Анализ кинетики дифрагированного сигнала на тонких и объемных динамических решетках позволяет измерять время их жизни и определять параметры материалов, такие как термооптический коэффициент, температуропроводность, время жизни свободных носителей заряда и ловушечных уровней в полупроводниках и фоторефрактивных кристаллах, время жизни возбужденного состояния

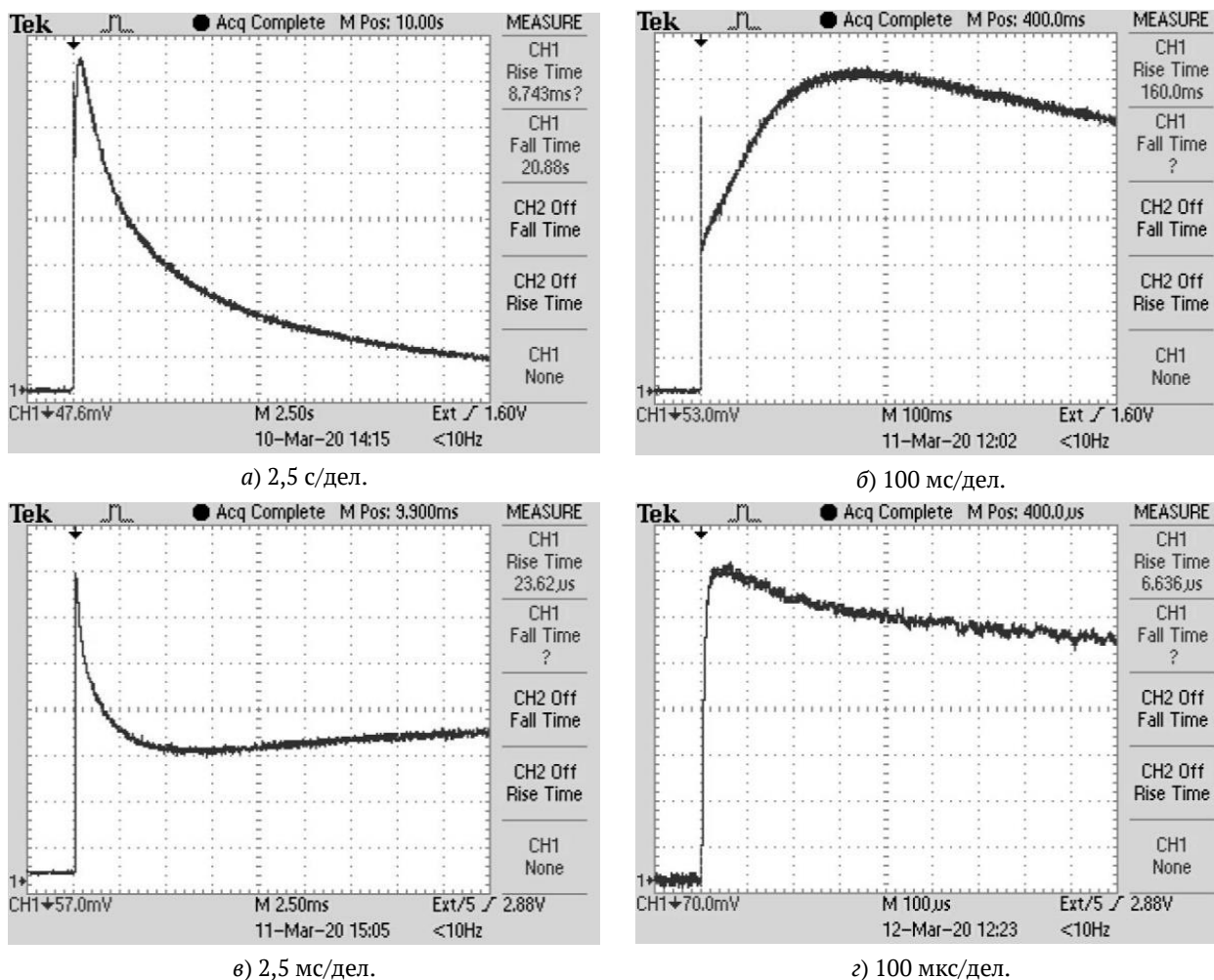


Рис. 1. Осциллограммы дифрагированного излучения при интенсивности 5 МВт/см², зафиксированные с различным временным разрешением

активаторов лазерных сред и т. д. [4–6]. Результаты применения метода динамических решеток в области диагностики ряда материалов приведены в данной работе.

На рис. 1 представлены кинетики дифрагированного сигнала на решетке, записанной в фоторефрактивном кристалле силиката висмута. Объемные динамические решетки записывались импульсным излучением YAG-лазера на длине волны 532 нм (длительность импульса 20 нс) и считывались излучением He-Ne лазера под углом Брэгга. Видно формирование как коротко- (сотни микросекунд), так и долгоживущих (секунды) решеток. Установлено, что с увеличением интенсивности вклад долгоживущих решеток уменьшается, а короткоживущих — увеличивается.

Такое поведение объясняется наличием в запрещенной зоне ловушечных уровней, существенно различающихся временами жизни. Фотондуцированные процессы приводят к перераспределению электронов по многочисленным дефектным центрам, имеющим разнообразную природу возникновения и характеристики, при этом запись динамических голограмм может определяться как локальным механизмом нелинейности, связанным с заселением различных уровней, так и нелокальным механизмом, определяемым диффузией

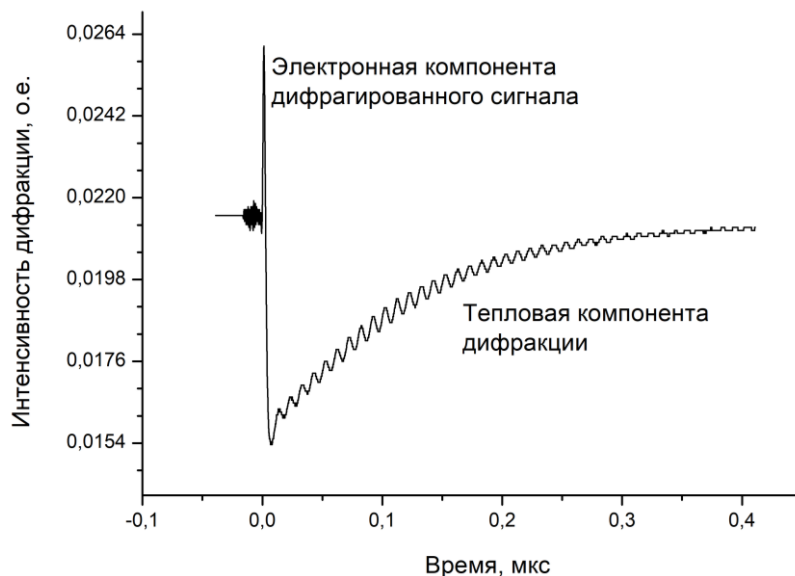


Рис. 2. Сигнал дифракции на решетке монокристаллического германия. Тепловая компонента дополнительно промодулирована акустической компонентой, обусловленной нагревом тонкого приповерхностного слоя воздуха

электронов в зоне проводимости и последующей рекомбинацией с переходом на короткоживущие или долгоживущие ловушечные уровни, а также в валентную зону.

На рис. 2 и 3 представлены осциллограммы дифрагированных сигналов, полученные при записи поверхностных динамических решеток в образцах монокристаллического германия и пленки кремния. Запись решеток осуществлялась лазерным излучением на длине волны 532 нм с длительностью импульса 20 нс. Для считывания использовалось излучение полупроводникового лазера на длине волны 635 нм. На рис. 2 участие когерентного поля гомодина, интерферирующего с полем дифракции, в формировании сигнала дифракции позволило разделить электронную и тепловую компоненты, связанные с положительным изменением показателя преломления при переходе электронов в зону проводимости и отрицательным тепловым изменением показателя преломления. Длительность электронной компоненты определяется временем рекомбинации свободных носителей заряда, лежит в диапазоне менее 1 нс и следовательно не разрешается используемой регистрирующей системой. В отличие от этого кинетики тепловой компоненты дифракции, представленные на рисунках, позволяют определить величину температуропроводности материала

На рис. 2 и 3 присутствуют также акустические компоненты дифракции на частоте 5–20 МГц в зависимости от периода динамической решетки. Их формирование обусловлено тепловым возбуждением приповерхностного слоя воздуха, контактирующего с нагретой поверхностью образцов.

Рис. 3 демонстрирует возможности метода для оценки толщины пленки оксида кремния на поверхности образца по амплитуде осциллирующей компоненты. Видно, что амплитуда акустической составляющей в воздухе убывает с ростом толщины пленки. Это связано с тем,

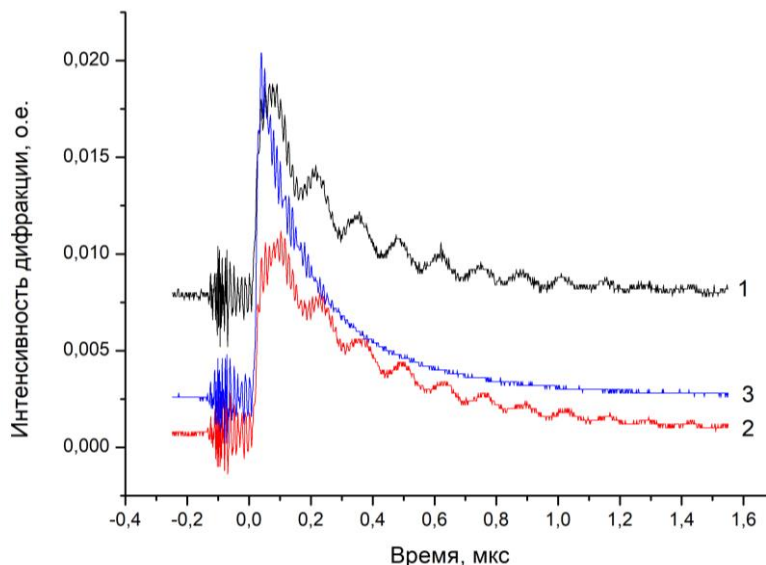


Рис. 3. Сигнал дифракции на решетке без оксидной пленки SiO₂ (1) и с пленкой толщиной 0,5 мкм (2) и 0,9 мкм (3) на стекле

что при вертикальном распространении тепла от поверхности кремния до внешней поверхности пленки, граничащей с воздухом, контраст решетки уменьшается вследствие теплопередачи вдоль поверхности образца.

Новые возможности диагностики конденсированных сред в условиях мощного лазерного возбуждения дает нелинейная запись динамических решеток, реализуемая в средах в условиях проявления нелинейностей пятого и более высокого порядка. Появляется возможность измерения не только нелинейно-оптических восприимчивостей высших порядков, но и определения нелинейности термооптического коэффициента. На примере поглощающих жидкостей предложена методика измерения коэффициента второго порядка (d^2n/dT^2), учитывающего зависимость теплоемкости и плотности среды от температуры.

Таким образом, в работе демонстрируются широкие возможности использования метода динамических решеток для диагностики разнообразных материалов, выделения различных механизмов нелинейности и измерения нелинейно-оптических, термооптических и кинетических характеристик (оптические восприимчивости различных порядков, термооптические коэффициенты, температуропроводность, время жизни возбужденных атомов и молекул, свободных носителей заряда и ловушечных уровней).

Список источников

- [1] **Rubanov A. S.** [Nonlinear formation of dynamic holograms and multiwave mixing in resonant media](#) / A. S. Rubanov, A. L. Tolstik, S. M. Karpuk, O. Ormachea // Optics Communications. — 2000. — Vol. 181. — P. 183–190.
- [2] **Толстик А. Л.** Многоволновые взаимодействия в растворах сложных органических соединений. — Мн. : БГУ. — 2002. — 159 с.
- [3] **Agishev I. N.** [Highly effective six-wave mixing in linearly absorbing organic liquids](#) / I. N. Agishev, A. L. Tolstik // Technical Physics Letters. — 2009. — Vol. 35. — P. 746–749.

- [4] **Ивакин Е. В.** Исследование динамики индуцированной лазерным излучением плазмы свободных носителей заряда в монокристаллическом CVD-алмазе методом двухфотонного поглощения / Е. В. Ивакин, И. Г. Киселев, В. Г. Ральченко, А. П. Большаков, Е. Е. Ашкинази, Г. П. Шаронов // Квантовая электроника. — 2014. — Том 44. — С. 1055–1060.
- [5] **Ivakin E. V.** [Laser ceramics Tm:Lu₂O₃. Thermal, thermo-optical, and spectroscopic properties](#) / E. V. Ivakin, L. G. Kisialiou, O. L. Antipov // Optical Materials. — 2013. — Vol. 35. — P. 499–503.
- [6] **Dadenkov I. G.** [Photoinduced absorption and pulsed recording of dynamic holograms in bismuth silicate crystals](#) / I. G. Dadenkov, A. L. Tolstik, Yu. I. Miksyuk, K. A. Saechnikov // Optics and Spectroscopy. — 2020. — Vol. 128. — P. 1401–1406.

Оптимизация способа амплитудного модулирования матрицы дифракционных решёток для получения полноцветного объёмного изображения

Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский

АО «Научно-технический центр «Атлас», Москва, Россия

Представлены результаты сравнительного анализа различных способов получения полноцветных объёмных изображений посредством амплитудного модулирования матрицы фазовых дифракционных решёток. Рассмотрены варианты согласования и совмещения фазовых решёток и амплитудных масок.

Ключевые слова: цифровая голография, амплитудная модуляция, 3D изображение, полноцветное изображение.

Цитирование: Кайтуков, Ч. Б. Оптимизация способа амплитудного модулирования матрицы дифракционных решёток для получения полноцветного объёмного изображения / Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 101–104.

Введение

Для создания (имитации) полноцветного голографического изображения объёмной сцены, необходимо получить цветные компоненты RGB (red, green, blue — красный, зелёный, синий) набора ракурсов от реального объекта или виртуальной 3D модели. Ракурсом сцены в данном контексте будем называть вид сцены (фотографию, рендеринг) из определённого угла наблюдения. Так же ракурсами можно назвать совокупность плоских проекций объёмной сцены на плоскость создаваемой голограммы. На рис. 1 схематически показан пример получения двух ракурсов объёмного объекта под углами α_1 и α_2 .

Углы для различных ракурсов изменяются только по горизонтали. Это связано с тем, что алгоритм расчёта цифровой голограммы представляет собой математический аналог физической записи по радужной схеме, а радужная голограмма имеет только один горизонтальный параллакс. Любая пара ракурсов из получаемого набора будет являться стереопарой. В случае наблюдения различных ракурсов правым и левым глазом у наблюдателя, вследствие бинокулярной диспаратности будет возникать эффект стереопсиса, т. е. объёмного восприятия сцены либо эффекта глубины.

Следует отметить, что существует несколько способов создания полноцветных 3D голографических изображений. Распространённым способом достижения требуемого визуального эффекта в цифровой голографии можно считать совмещение различных ракурсов изображаемой сцены или объекта в плоскости голограммы. Под совмещением в данном контексте подразумевается размещение мелких (5–20 мкм) участков заполненных дифракционными решетками, относящимися к разным ракурсам объёмного объекта, на расстояниях, не позволяющих наблюдателю детально разглядеть невооружённым глазом эти участки, их форму и

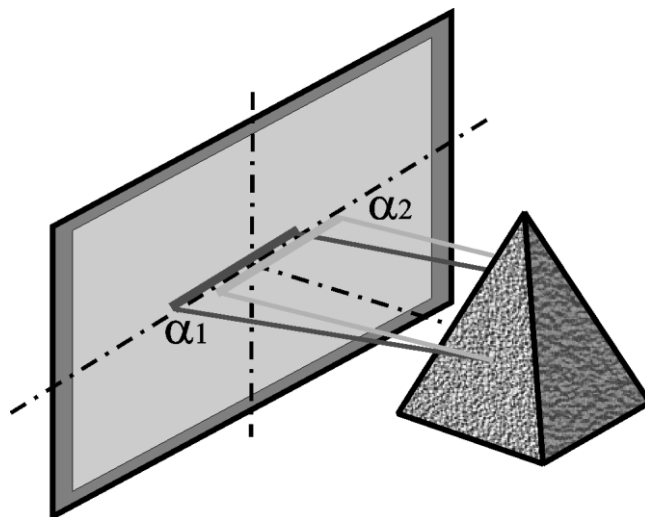


Рис. 1. Построение двух ракурсов объёмного объекта

способ размещения. Такую голограмму можно назвать компьютерно-синтезированной мультиплексной голограммой.

Единичную область голограммы, в которой объединяются все три цветовые компоненты, для всех ракурсов, называют голопикселем. Голограмма состоит из совокупности различных голопикселей. Если записывать мультиплексную голограмму из двенадцати ракурсов, и каждый ракурс содержит цветовые компоненты RGB, то голопиксел должен состоять из 36 областей. Принимая области для каждой цветовой компоненты равными квадрату со стороной 10 мкм, получим, что размер голопиксела составит 60×60 мкм² или 6×6 цветowych областей. Такой размер находится на пределе разрешения человеческого глаза. Для слитного восприятия цветowych компонент требуется компактное расположение единичных цветowych областей внутри голопиксела, чтобы компоненты, относящиеся к одному ракурсу, располагались максимально близко друг к другу.

При оригинации компьютерно-синтезированной голограммы, (при создании голографического рельефа) полноцветного изображения требуется модулировать интенсивность цветowych компонент. Модуляция интенсивности, или более точно, дифракционной эффективности отдельных областей, осуществляется изменением площади создаваемой дифракционной решётки занимаемой ей на поверхности голограммы. То есть в процессе оригинации на поверхности голограммы создаются участки дифракционных решёток, площадь которых соответствует (цифровым) значениям цветowych компонент RGB.

1. Теоретическое обоснование работы

В настоящей работе проверялась возможность разделения процессов создания голографических решёток и их амплитудного модулирования. Матрица дифракционных решёток при таком подходе изготавливается так, как если бы требовалось получить все ракурсы полностью белого поля. Дифракционные решётки цветowych компонент занимают при этом максимально возможную площадь. Далее в соответствии со значениями цветowych компонент для каждой дифракционной решётки в составе каждого голопиксела создаётся амплитудная

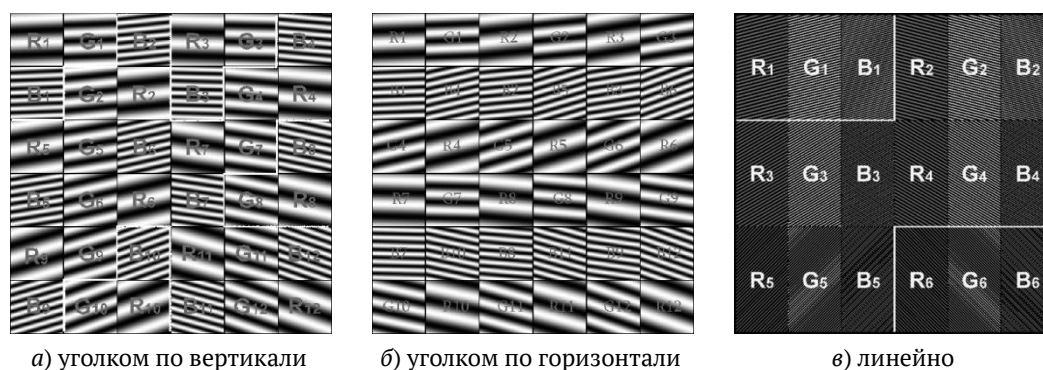


Рис. 2. Способы размещения дифракционных решёток в голопикселе

маска, площадь просветов в которой соответствует значениям цветовых компонент RGB. Требуемый визуальный эффект достигается наложением амплитудной маски на матрицу дифракционных решёток и совмещением просветов в амплитудной маске с соответствующими им дифракционными решётками. Такой подход даёт возможность использовать одинаковую (стандартную), легко тиражируемую матрицу дифракционных решёток как основу для создания различных полноцветных объёмных голограмм. Всю информацию об объекте, включая цвет и форму объекта, несёт в себе амплитудная маска, а матрица дифракционных решёток позволяет направлять (разводить) изображения разных ракурсов в соответствующие им направления.

2. Эксперимент

В настоящей работе были использованы несколько вариантов взаимного расположения единичных цветовых областей в составе голопиксела. На рис. 2 показаны использованные варианты размещения цветовых зон в голопикселе. Цветовые триады ракурсов в вариантах, показанных на рис. 2а и рис. 2б, располагались под углом относительно друг другу. В варианте, представленном на рис. 2в, применена линейная схема расположения цветовых компонент.

После создания экспериментальных пар: матрица дифракционных решёток + соответствующая амплитудная маска, решалась задача их совмещения. В случае создания плоского полноцветного изображения совпадающего с плоскостью голограммы, большой сложности взаимного позиционирования не возникает, так как в этом случае требуется совмещение только по одной оси координат и повороту. Возникающий эффект Муара при совмещении маски с матрицей решёток, позволяет находить требуемое положение поворота вручную, без специальных приспособлений. В случае совмещения сложной структуры матрицы дифракционных решёток с амплитудной маской, которые предназначены для создания 3D эффекта, возникает необходимость совмещения по двум осям и повороту. Линии Муара при этом так же так же возникают, но, при взаимном изменении положения они изменяются периодически как при смещениях по обеим осям, так и при повороте. Это не позволяет найти правильное взаимное положение без специально подготовленных для этого областей на матрице дифракционных решёток и на амплитудной маске. Такие прицельные области были предусмотрены. Они представляют собой полосы, содержащие по одной цветовой компоненте каждого

ракурса. Для точности совмещения использовались горизонтальные и вертикальные полосы. Таким образом, для точного позиционирования амплитудной маски на матрице дифракционных решёток требовалось найти положение, при котором в полосах будут наблюдаться соответствующие им чистые цвета.

Матрицы фазовых дифракционных решёток создавались на пластинках с нанесённым фоторезистом S1813. Амплитудные маски изготавливались на фотопластинках ВРП (высоко-разрешающие пластинки ОАО «Компания Славич»).

Далее проводились наблюдения и оценивались как визуально-изобразительные характеристики: совпадение цветов и возникновение эффекта глубины, так и простота нахождения требуемого взаимного расположения матрицы решёток и амплитудной маски. В результате было установлено, что синтезированные конфигурации представленные на рис. 2а и рис. 2б, не позволяют наблюдать ни требуемый эффект глубины ни полноцветное изображение в приемлемом качестве. Недостаточная интенсивность отражённого света (дифракционная эффективность) могла говорить о том, что просветлённые участки амплитудной маски размерами от 0,1 до 10,0 мкм не позволяют свету в достаточной степени проходить сквозь условно прозрачную эмульсию фотопластинки или достаточно эффективно дифрагировать на фазовых решётках после прохождения эмульсионного слоя.

Уменьшение количества ракурсов мультиплексной голограммы или снижение информационной ёмкости поверхности голограммы, позволило увеличить размеры единичных областей дифракционных решёток. Для шести ракурсов использовались области 10×20 мкм². Они размещались в голопикселе в соответствии со схемой, представленной на рис. 2в. В результате этого эксперимента удалось получить визуальный эффект полноцветного объёмного изображения удовлетворительного качества.

Заключение

Экспериментально подтверждена возможность использования высокоразрешающей фотоэмульсии в качестве амплитудной маски для модулирования дифракционной эффективности фазовых дифракционных решёток. Рассеяние света, дважды прошедшего через неэкспонированный слой фотоэмульсии, достаточно мало по сравнению со светом, дифрагировавшим на решётке и отклонённом ею в нужном направлении.

Представленный способ позволяет получать полноцветные мультиплексные голограммы объёмных объектов приемлемого качества.

Запись цветных трехмерных голограмм на фотополимере в режиме последовательной экспозиции непрерывными лазерами

А. Ф. Смык¹, А. В. Шурыгин¹, С. Б. Одинок², А. Н. Путилин³

¹ ООО «Джеймс Ривер Бранч», Москва, Россия

² Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

³ Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

В докладе описан пример схемы для записи цветных трехмерных голограмм с общим каналом для всех трех цветов. Схема позволяет записывать голограммы с полным параллаксом путем последовательной экспозиции различных распределений для каждого цвета с использованием непрерывных лазеров с акустооптической модуляцией.

Ключевые слова: оптика, голография, трехмерная голограмма.

Цитирование: Кайтуков, Ч. Б. Запись цветных трехмерных голограмм на фотополимере в режиме последовательной экспозиции непрерывными лазерами / А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин, С. Б. Одинок, А. Н. Путилин // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 105–108.

Голографические принтеры, работающие по технологии прямой записи изображения (direct-write digital holography DWDH) [1–4] получили распространение одновременно с появлением разнообразных цветных фотополимеров. Голограмма формируется по частям (хогелям) прямой интерференцией в каждом участке — хогеле опорного и предметного пучка как показано на рис. 1. Предметный пучок задается проекцией по частям преобразования Фурье элементов массива ракурсов изображаемого объекта. Получаемые трехмерные изображения отличаются хорошей цветопередачей и глубиной изображаемого пространства. Они находят применение в медицине, архитектуре, дизайне и могут формироваться как из массива ракурсных снимков реального объекта, так и рендеров компьютерных моделей.

Высокая стоимость оборудования, однако, не способствует популярности конечного продукта. Одни из самых дорогих компонентов принтера — пространственные модуляторы, формирующие амплитудное распределение в хогелях. Для схемы с одновременной экспозицией их требуется столько, сколько используется лазеров (обычно — 3). Схема с последовательной экспозицией позволяет обойтись одним. Она получается компактнее, устойчивей к вибрации и воздушным потокам. Известно, например [5], что неоднократная экспозиция каждого хогеля снижает дифракционную эффективность и вносит дополнительный шум. Возможно, однако, что этот недостаток будет компенсирован лучшей стабильностью схемы и стоимостью. Для проверки этого предположения нами был собран принтер по схеме, приведенной на рис. 2.

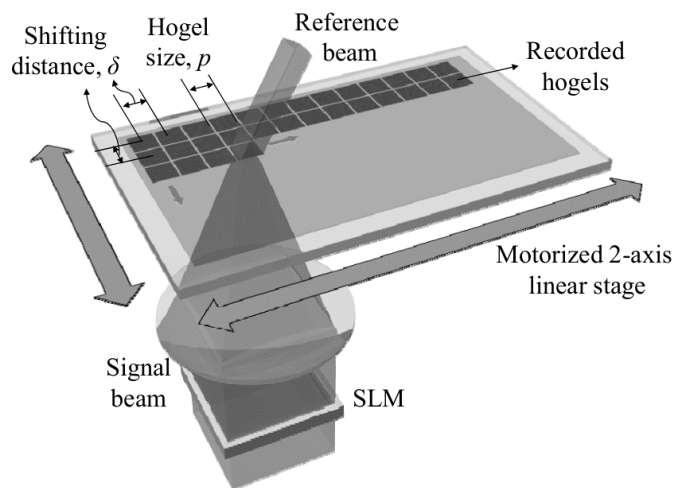


Рис. 1. Принципа работы голографического принтера

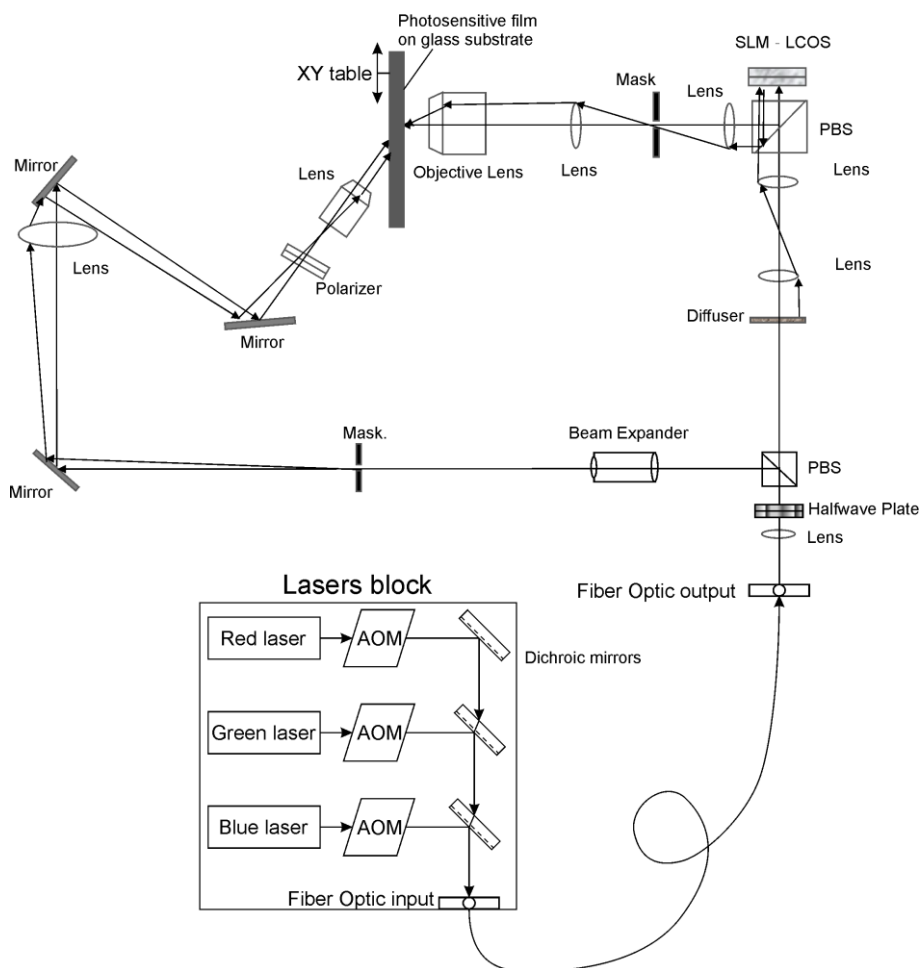


Рис. 2. Схема записи синтезированных голограмм в режиме последовательных экспозиций с вертикальным расположением регистрирующей среды

Справа сверху от регистрирующей среды расположен блок формирования предметного пучка, слева — схема формирования опорного пучка. Излучение от RGB лазеров (каждый лазер имеет свой акустооптический модулятор, работающий в режиме затвора) объединяется

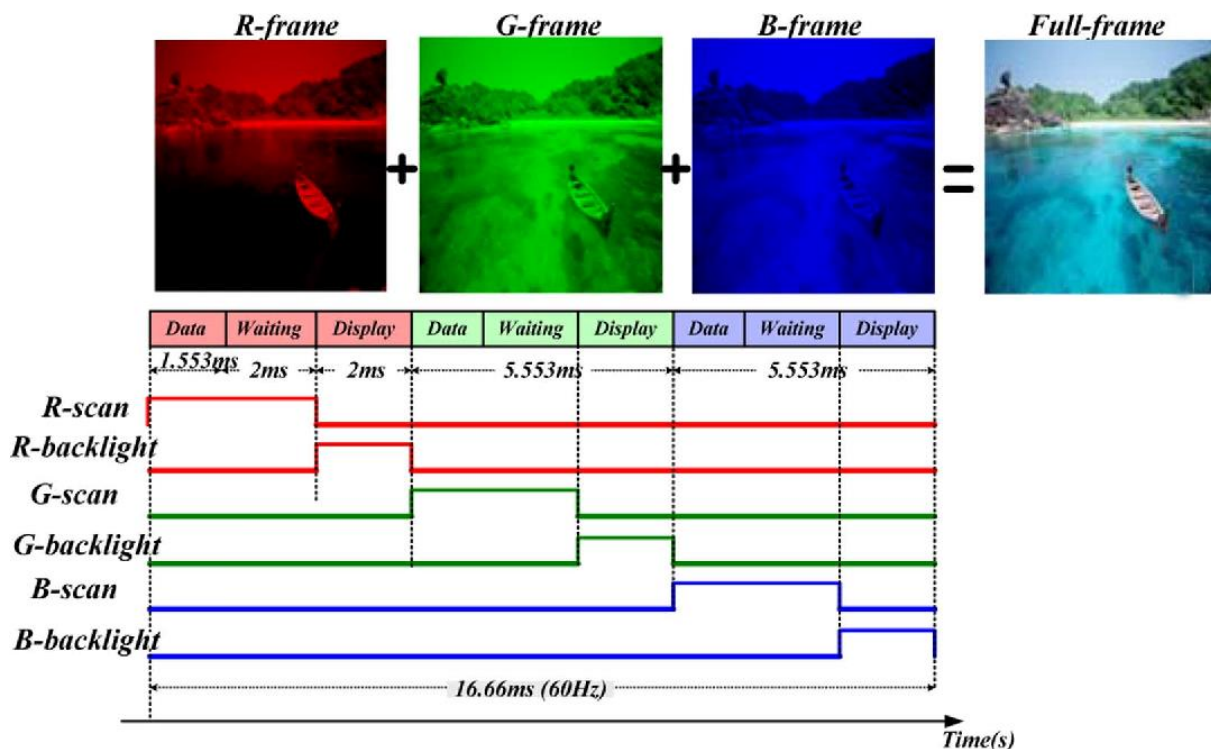
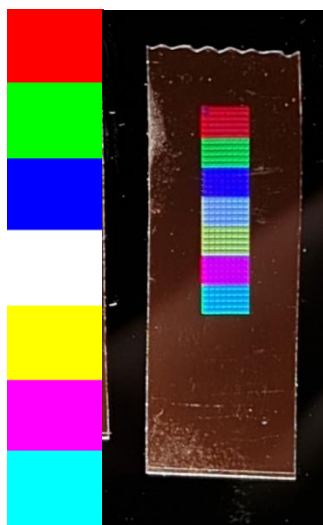


Рис. 3. Временная диаграмма работы пространственного модулятора (SLM)



слева — желаемое распределение;
справа — полученный результат

Рис. 4. Тест цветопередачи



Рис. 5. Результат записи

на дихроичных зеркалах в один пучок и вводится в одномодовое во всем диапазоне RGB сохраняющее линейную поляризацию волокно. За выходным торцом волокна (запись ведется пучками с вертикальной поляризацией) расположено юстируемое устройство вывода с коллимирующей линзой, таким образом на входе имеем параллельный трехцветный пучок диаметром примерно 7 мм. После поляризационного призмного делителя получаем два пучка — опорный и предметный. В опорном луче может быть использован телескоп с уменьшением для лучшего согласования диаметра пучка с параметрами маски в опорном пучке.

Временная диаграмма работы SLM приведена на рис. 3. Очень важна точная синхронизация вывода RGB изображений с работой акустооптических затворов и X-Y стола. Затвор каждого канала не должен открываться пока не завершился вывод изображения соответствующего цвета и механические колебания системы перемещения стола. Для снижения амплитуды последних при работе в старт-стопном режиме пришлось отказаться от дробления шага и выключать питание шаговых двигателей стола на время экспозиции. Для оценки точности цветопередачи был записан тест, состоящий из чистых (соответствующих длинам волн лазеров) и смешанных цветов.

Соответствующая фотография приведена на рис. 4. Различие в дифракционной эффективности в квадратах с чистыми и смешанными цветами на глаз незаметно, что позволит судить о применимости режима последовательных экспозиций и предложенного схемного решения для построения голографического принтера, по крайней мере, для записи голограмм на цветном фотополимере Bayfol.

На рис. 5. приведено изображение голограммы, записанной по 3D модели, содержащей чистые и смешанные цвета.

Список источников

- [1] **Yamaguchi, M.** [Holographic 3-D Printer](#) / M. Yamaguchi, N. Ohya, T. Honda // Practical Holography : Proceedings of SPIE. — 1990. — Vol. 1212. — P. 84–90.
- [2] **Morozov, A.** [3D holographic printer: Fast printing approach](#) / A. Morozov, A. Putilin, S. Kopenkin, Y. Borodin, V. Druzhin, S. Dubynin, G. Dubinin // Optics Express. — 2014. — Vol. 22. — № 3. — P. 2193–2206.
- [3] **Gentet, Y.** [CHIMERA, a new holoprinter technology combining low-power continuous lasers and fast printing](#) / Y. Gentet, P. Gentet // Applied Optics. — 2019. — Vol. 58. — № 34. — P. G226–G230.
- [4] **Sazonov, Y.** Advance in Digital Holography / Y. Sazonov, O. Gradova, S. Zacharovas, R. Bakanas, G. Gudaitis, D. B. Ratcliffe // 7th International Symposium on Display Holography. — 2006. — P. 65–69.
- [5] **Борисов, В. Н.** Особенности мультиэкспозиционной записи голографических решеток в фотополимере Bayfol / В. Н. Борисов, Р. А. Окунь, А. Е. Ангервакс, Г. Н. Востриков, Н. В. Муравьев, М. В. Попов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — 2020. — С. 271–275.

Запись голограммы, переданной по каналу связи на одной боковой полосе

С. А. Шойдин¹, А. Л. Пазоев¹, И. К. Цыганов², Е. А. Дроздова²

¹ Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

² Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

В патенте РФ №2707582 был предложен способ сжатия голографической информации и передачи её методом, аналогичным SSB, по обычным каналам связи. В настоящей работе переданная и принятая по каналу Wi-Fi голографическая информация о 3D портрете человека была восстановлена в виде радужной голограммы, как одной из разновидностей голограмм, путём компьютерного введения несущей пространственной частоты и затем материальной реализации на фоторезисте.

Ключевые слова: оптика, голография, радужная голограмма, голографическое телевидение, 3D дополненная реальность.

Цитирование: Шойдин, С. А. Запись голограммы, переданной по каналу связи на одной боковой полосе / С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев, И. К. Цыганов, Е. А. Дроздова // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 109–117.

Введение

Переданные по каналу связи голограммы одной боковой полосы пространственных частот были синтезированы путём возвращения несущей пространственной частоты. Такие голограммы достаточно сложно воспроизводятся классическим методом, повторяющим технологию голографирования по схеме Э. Лейта и Ю. Упатниекса. Гораздо легче это осуществляется в технологии, представляющей схему записи С. Бентона. В этой технологии была записана первая голограмма, переданная по обычному каналу связи в реальном времени. Измерен параллакс восстановленного такой голограммой изображения. Обсуждаются перспективы использования таких голограмм.

Как показано в [1], чрезвычайно большие объёмы информации, содержащиеся в голограммах, препятствующие передаче их по обычным каналам связи, можно без ущерба сжимать до приемлемых размеров, сравнимых с обычным телевизионным кадром стандарта Full HD или 4K. При этом передача голографической информации (рис. 1) похожа на известный в радиотехнике способ передачи на одной боковой полосе (SSB).

Прямая SSB передача была осуществлена по каналу Wi-Fi пакетами по 500 пар изображений рис. 1 а,б с замерами скорости передачи.

Был проведён опыт передачи последовательности пар таких сигналов (рис. 1а и 1б) по беспроводному каналу связи Wi-Fi для имитации 3D видео. Для этого на передающем устройстве для передачи кадров был установлен протокол FTP, а на приёмном — программа для работы с FTP-серверами FileZilla. Каждый передаваемый кадр 3D изображения представлял собой сумму двух 2D кадров — текстуры (2000×2000 пикселей) и маски (1000×1000 пикселей).

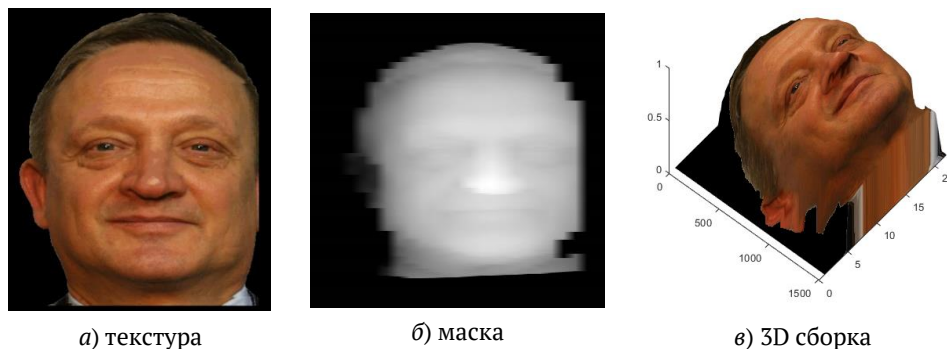
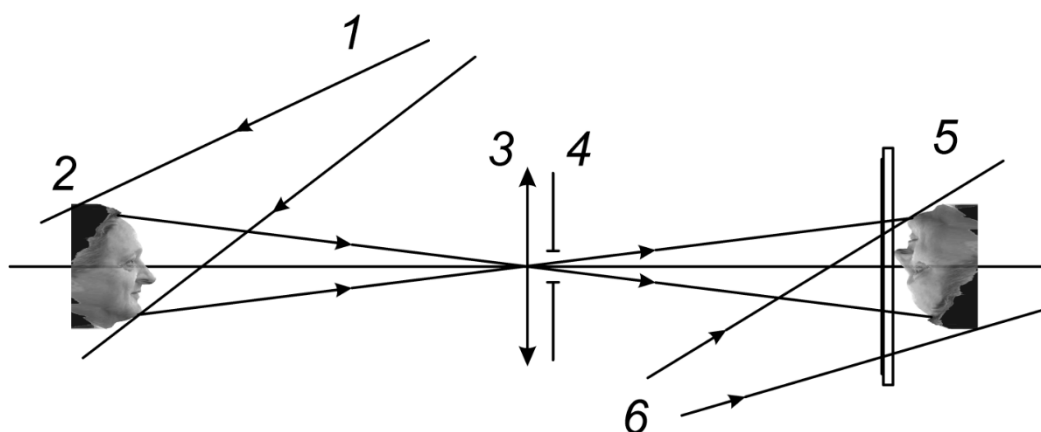


Рис. 1. Переданная о 3D объекте информация

Для имитации передачи видеопоследовательности одновременно передавались пакеты по 500 двойных кадров. Замеренное программой FileZilla время передачи этих пакетов кадров при воспроизведении в реальном времени, составляло 12 сек для кадров, сформированных в формате JPEG и 51 сек для кадров, сформированных в формате PNG, что эквивалентно передаче 41,67 и 9,8 двойных кадров в секунду, соответственно. Значит, по крайней мере, для формата JPEG, была фактически установлена скорость передачи 3D сигнала в узкой полосе канала связи Wi-Fi (стандарта IEEE 802.11n), достаточная, для обеспечения TV стандарта частоты кадровой развёртки. На этом основании можно сделать вывод, что передача полного изображения 3D-объекта в реальном времени с кадровой частотой больше, чем 25 кадров/сек., при данной конфигурации устройств, вполне осуществима.

По переданной таким образом информации о 3D объекте голографирования на приёмном конце канала связи цифровым методом синтезируется голограмма. Она является голографическим дисплеем, восстанавливающим изображение этого объекта. Тип голограммы может быть любым, однако виртуальный синтез наиболее распространенных голографических дисплеев по схеме Ю. Н. Денисюка [2], затруднителен в процессе преобразования виртуальной голограммы в её материальный аналог. Поэтому в первом нашем докладе, представленном на конференции HOLOEXPO 2021 «Особенности синтеза SSB голограмм» мы выбрали синтез голограмм на приёмном конце канала связи по схеме Э. Лейта и Ю. Упатниекса. Однако работа с этим типом голограмм содержит ряд трудно решаемых проблем, прежде всего связанных с необходимостью осуществления быстрых преобразований Френеля, описывающих в скалярном приближении теории дифракции распространение комплексной амплитуды электромагнитного поля в пространстве от объекта до голограммы и от голограммы до плоскости наблюдения [3], а также с практическими трудностями реализации поточечной записи больших массивов данных. Кроме того, этот тип голограмм не восстанавливается белым светом. Во-первых, потому, что спектральное размытие точек изображения Δy_λ , пропорциональное ширине спектра $\Delta\lambda$ и расстоянию Z от плоскости голограммы до точки голографируемого изображения, на удалении от голограммы имеет значительную протяженность (1), где θ_R — угол наклона опорного пучка,

$$\Delta y_\lambda \approx (\Delta\lambda/\lambda)Z\theta_R, \quad (1)$$



1 — излучение подсветки объекта, 2 — объект, 3 — объектив, 4 — фильтр вертикальных пространственных частот, 5 — голографическая пластинка, 6 — когерентное с опорным пучком

Рис. 2. Схема одноступенчатой записи радужной голограммы С. Бентона

а во-вторых, угловой размер θ источников белого света существенно больше лазерного источника, что также приводит к размытию (2).

$$\Delta y_{\theta} \approx \theta Z. \quad (2)$$

Для белого источника ($\Delta\lambda = \lambda$), с угловым размером светящегося тела $\theta = 1/200$ удалённого на расстояние наилучшего видения ($Z = 250$ мм) это $\Delta y_{\lambda} = 250$ мм и $\Delta y_{\theta} = 1,2$ мм, соответственно.

Из (1) и (2) видно, что величины обеих типов размытия пропорциональны расстоянию от изображения до голограммы, поэтому удобно остановиться на так называемых голограммах сфокусированного изображения [4], поскольку там оно минимально. Также, широко известна технология «радужных» голограмм [5], которые тоже могут восстанавливаться белым светом. Кроме того, в «радужных» голограммах уменьшается энтропия за счёт устранения вертикального параллакса, что приводит к уменьшению количества информации в голограмме, избыток которой так мешает при передаче по каналам связи [6].

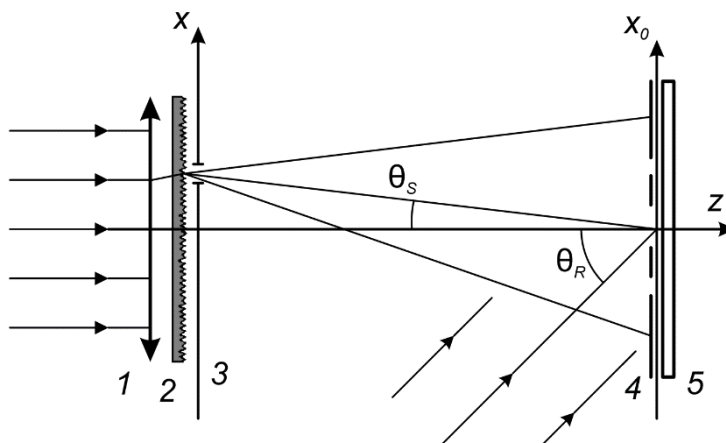
На рис. 2 приведена одноступенчатая схема записи радужной голограммы, а на рис. 3 её вариант для записи плоских цветных изображений. Если в последней схеме записывать несколько плоских изображений, поворачивая между экспозициями фотопластинку относительно вертикальной оси, то при восстановлении каждое изображение будет восстанавливаться под своим углом, обеспечивая эффект параллакса.

Изображение объекта голографирования 2, подсвеченного пучком 1, когерентным с 6, переносится на фотопластинку 5 через фильтр вертикальных пространственных частот так, что согласно [7] образуется радужная голограмма С. Бентона. Её спекл-структура вытянута по вертикальной оси и имеет полный набор горизонтальных пространственных частот (рис. 3).

Такая голограмма содержит меньше информации об объекте, поскольку в ней отсутствует вертикальный параллакс и, в белом свете она восстанавливает одноцветное изображение, пе-



Рис. 3. Структура вытянутых вертикально спеклов радужных голограмм С. Бентона с ориентированными поперечно под разными углами интерференционными полосами, образованными интерференцией пространственно отфильтрованного объектного и опорного пучка (рис. 2)



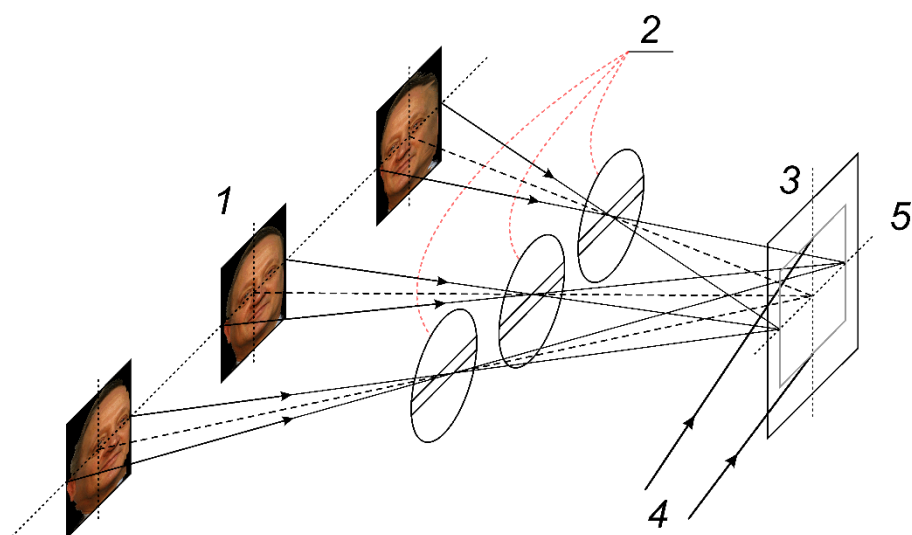
Коллимированный пучок 1 через случайную фазовую маску 2 и горизонтальную щель 3 формирует вместе с транспарантом 4 объектный пучок на голограмму 5

Рис. 4. Схема записи радужных голограмм сфокусированных изображений

реливающееся цветами радуги при вертикальном перемещении глаз наблюдателя. Её внешний вид подсказывает, что такую голограмму можно синтезировать с помощью набора столбцов, состоящих из коротких разнонаправленных отрезков.

Цветное изображение объекта можно получить, например, по схеме рис. 4, где щелевой источник 3 со случайной фазовой маской 2 формирует объектную волну на голограмме 5, с пространственной модуляцией маской 4. Последняя выбирается из разных участков спектра записываемого плоского изображения согласованно с углом Брэгга θ_s , так, чтобы при восстановлении для каждой из записанных волн угол восстановления был одинаков [8].

На голографическую пластинку можно записывать не одно, а несколько плоских изображений, сфотографированных под разными углами (рис. 5).



а) схема записи голограмм сфокусированных изображений, пришедших из разных направлений, с фильтрацией щелевым фильтром



б) компиляция 15 ракурсов изображения 3D объекта

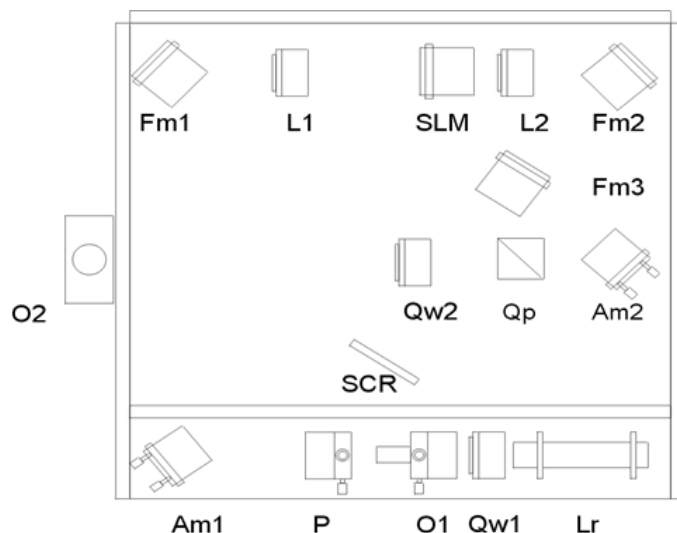
Рис. 5

Такие голограммы, будучи освещёнными пучком, аналогичным опорному, но с широким спектром будут восстанавливать изображения, воспринимаемые наблюдателем как изображения, имеющие горизонтальный параллакс, их можно считать одним из возможных вариантов цветных 3D дисплеев.

Известно, что давно ведутся разработки ряда сложных оптико-механических схем, реализующих такие цветные дисплеи на основе радужных голограмм С. Бентона [9]. Однако такая запись, как правило, будет обладать малой селективностью по углу для тонких голограмм и малой дифракционной эффективностью ввиду быстрого исчерпания динамического диапазона фотоотклика. Устранить эти недостатки можно в технологии DotMatrix, когда фотопластинка разбивается на серию так называемых «голопикселей», каждый из которых состоит в свою очередь из набора j участков по числу записываемых ракурсов. При этом на каждый j участок во всех голопикселях записывается плоское изображение только одного ракурса 3D изображения. При освещении полученной таким образом, радужной голограммы сфокусированных изображений получается стереоэффект, обеспечивающий горизонтальный параллакс серии ракурсов цветных изображений исходного 3D объекта.

Экспериментальная запись голограмм

Для экспериментального исполнения SSB голограммы была выбрана система KineMax MASTERING SYSTEM, (рис. 6) в которой сложный набор оптических элементов был максимально заменён компьютерным синтезом соответствующих дифракционных решёток.



Lr — лазерный модуль с блоком питания 405 нм 50 мВт, электронный затвор, лазер устанавливается на оптической плате; Qw1 — четвертьволновая пластинка; O1 — объектив; P — точечная диафрагма; Am1 — регулировочное зеркало; Fm1 — неподвижное зеркало; L1 — объектив; SLM — жидкокристаллический пространственный модулятор света (ЖК-ПМС) 1024×768 пикселей, 36864×27648 мм, период пикселей по горизонтали и вертикали 36 мкм; L2 — линза; Fm2 — неподвижное зеркало; Am2 — регулировочное зеркало; Qp — светоделительный поляризационный кубик; Qw2 — четвертьволновая пластина; O2 — объектив; Fm3 и SCR — юстировочные элементы

Рис. 6. Оптическая схема KineMax

Под объективом O2 находится перемещающийся по двум осям предметный столик, куда помещается фоторезист. Сформированное ЖК-ПМС изображение нескольких решёток (рис. 7), проецируется объективом L2 на соответствующий участок фоторезиста.

Путём перемещения столика и проецирования на каждый участок своего, вычисленного набора пространственно ориентированных решёток, записывается голограмма в целом, которая состоит из набора голопикселей, на каждом из которых есть участок для каждого из (j) записываемых изображений (рис. 8).

Видно, что полученные расчетным путём структуры, состоящие из вертикальных отрезков с ориентированными поперечно под разными углами полосами (рис. 8) очень похожи на полученные в классической схеме С. Бентона (рис. 3).

Общий вид голограммы, полученной на устройстве KineMax, приведён на рис. 9.

Наблюдаемый в восстановленном с такой голограммы изображении параллакс представлен на рис. 10.

На рис. 10 видно, что восстановленные таким образом изображения реально обладают эффектом параллакса. Величина параллакса непосредственно может быть измерена с помощью выноса телескопической системой восстановленного голограммой изображения (рис. 11).

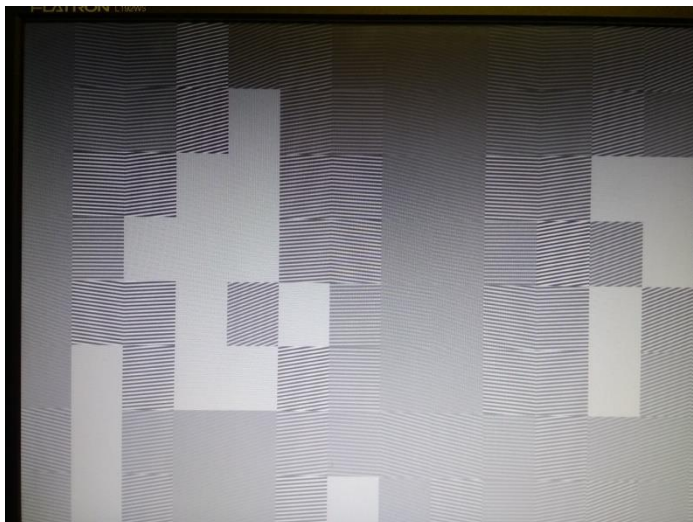


Рис. 7. Структура одной из вычисленных по рис. 5б ячейки голограммы (голопикселя)



Рис. 8. Фотография участка фоторезиста с нанесённой на него структурой интерференционных полос, сформированная с использованием скомпилированных в рис. 5б ракурсов объекта голографирования

Параллакс наблюдается в пространстве, куда вынесено изображение, восстановленное голограммой. Тестовыми приспособлениями были две иголки, разнесённые на глубину объекта вдоль оптической оси стенда восстановления изображения голограммой. Верхняя — ближе к голограмме вдоль оптической оси, нижняя дальше. Положение иголок выбиралось такое, чтобы при изменении угла поворота восстановленного изображения их острия практически не смещались с выбранной опорной точки на объекте. Расстояние между иголками измерялось и равно 5,85 мм, телескопическая система имеет продольное увеличение $9\times$, что соответствует глубине восстановленного голограммой изображения, равной 0,65 мм.



а) свет, рассеянный облаком б) прямой солнечный

Рис. 9. Радужная голограмма объекта рис. 1 в солнечном свете

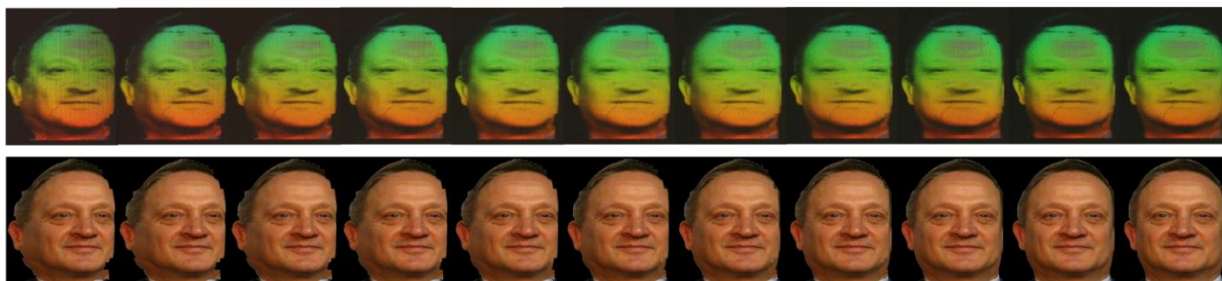


Рис. 10. Восстановленные изображения (верхний ряд) проекций 3D объекта (нижний ряд), записанные в радужной голограмме на устройстве KineMax

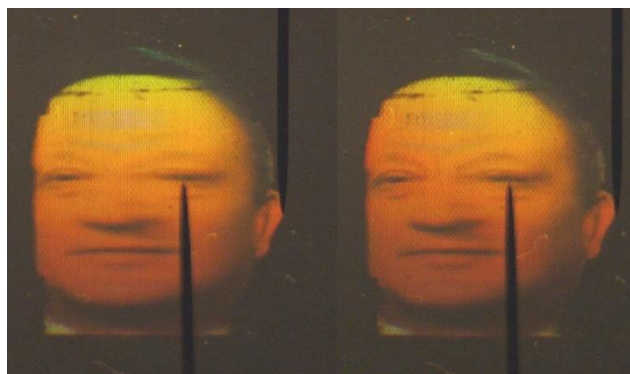


Рис. 11. Измерение параллакса восстановленного голограммой изображения путём его выноса в пространство измерений

Заключение

Поскольку данные о голографируемом 3D объекте были реально переданы по Wi-Fi каналу в виде двух кадров (маска и текстура рис. 1), можно сделать вывод, что цикл — запись 3D изображения объекта — передача его по обычному радиоканалу с принятой частотой кадровой развёртки — синтез радужной голограммы сфокусированных изображений, эквивалентной записи 15 ракурсам плоских голограмм — восстановление изображения 3D объекта и наблю-

дение в нём параллакса, был успешно осуществлён. Это позволяет сделать вывод о возможности передачи голограмм в реальном времени по обычным каналам связи методом SSB. Авторы надеются, что представленные в настоящей статье материалы будут полезны разработчикам голографических 3D дисплеев для решения задач дополненной реальности и голографического TV.

Благодарность

Авторы благодарят профессора Сергея Борисовича Одинокова, зам. директора по научной работе НИИ Радиоэлектроники и лазерной техники Московского государственного технического университета имени Н. Э. Баумана, члена-корреспондента Международной Академии Информатизации, Москва, Россия, за предоставленную возможность использовать в настоящей работе оборудование НИИ Радиоэлектроники и лазерной техники.

Список источников

- [1] **Шойдин, С. А.** [Синтез голограмм на приёмном конце канала связи с объектом голографирования](#) / С. А. Шойдин // Компьютерная оптика. — 2020. — Том 44. — № 4. — С. 547–552.
- [2] **Денисюк, Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // Доклады Академии наук СССР. — 1962. — Том 144. — № 6. — С. 1275–1278.
- [3] **Гудмен, Дж.** Введение в Фурье-оптику / Дж. Гудмен; пер. с англ. В. Ю. Галицкого и М. П. Головея под. ред. Г. И. Косоурова. — М. : Мир, 1970. — 364 с.
- [4] **Stroke, G. W.** [White-light reconstruction of holographic images using transmission holograms recorded with conventionally-focused images and “in-line” background](#) / G. W. Stroke // Physics Letters. — 2017. — Vol. 23. — № 5. — P. 325–327.
- [5] **Benton, S. A.** Hologram reconstruction with extended incoherent sources / S. A. Benton // Journal of the Optical Society of America. — 1969. — Vol. 59. — P. 1545–1547.
- [6] **Shoydin, S. A.** Remote Formation of Holographic Record / S. A. Shoydin, A. L. Puzoev // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. — 2021. — Vol. 57. — № 1. — P. 80–88.
- [7] **Власов, Н. Г.** Современное состояние и перспективы развития радужной голографии: Обзорная информация / Н. Г. Власов, А. Н. Заборов, А. В. Яновский // Сер. «Образцовые и высокоточные средства измерений». — М. : Госстандарт СССР. ВНИИКИ, 1990. — Вып. 3. — 42 с.
- [8] **Рябухо, В. П.** Радужные голограммы / В. П. Рябухо // Физическое образование в вузах. — 2003. — Vol. 9. — № 4. — P. 88–99.
- [9] **St-Hilaire, P.** [Color Images With The MIT Holographic Video Display](#) / P. St-Hilaire, S. A. Benton, M. E. Lucente, P. M. Hubel // Practical Holography VI : Proceedings of SPIE. — 1992. — Vol. 1667. — P. 37–87.

Методы скрытой маркировки защитных голограмм

А. П. Губарев¹, А. Н. Шалыгин², А. К. Сарычев³, А. В. Иванов³, А. С. Кузнецов⁴,
С. Б. Одинокоев⁴, А. Ф. Смык⁵

¹ ООО «НПП «ВИЧЕЛ», Москва, Россия

² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

³ Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, Москва, Россия

⁴ Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

⁵ ООО «Джеймс Ривер Бранч», Москва, Россия

Рассмотрены оригинальные методы и способы защиты от подделки голограмм, основанные на использовании новейших достижений в области оптики, нанотехнологий, молекулярной спектроскопии и биоплазмоники. Проведена оценка возможности маркировки голограмм с помощью микро и наночастиц, случайно размещаемых на поверхности или внутри голографических структур. В качестве маркирующих частиц использованы нано и микрочастицы, а также их капсулированные агломераты, обладающие специфическими оптическими, магнитными, люминесцентными и иными оригинальными свойствами, и характеристиками. Проверка на подлинность и идентификация защитных голограмм и защищаемых ими изделий проводится визуально или автоматизировано с помощью компьютеризированных средств. Идентификация осуществляется путем сравнения скрытых микроизображений, формируемых случайно расположенными в голограммах маркирующими частицами.

Ключевые слова: плазмонный резонанс, квантовые точки, гигантское комбинационное рассеяние света, защитная голограмма, визуализация.

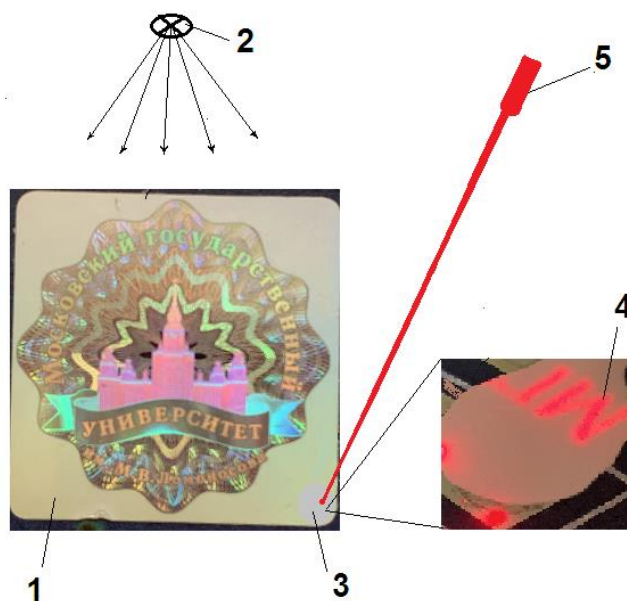
Цитирование: Губарев, А. П. Методы скрытой маркировки защитных голограмм / А. П. Губарев, А. Н. Шалыгин, А. К. Сарычев, А. В. Иванов, А. С. Кузнецов, С. Б. Одинокоев, А. Ф. Смык // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 118–126.

Введение

В настоящее время большое значение приобретает защита от подделок различных изделий (ценных бумаг, денежных знаков, купюр, ID документов, музейных ценностей и др.). Одним из основных способов борьбы с распространением подделок является нанесение на изделия и их упаковку голографических защитных элементов (голограмм, голографических лент, этикеток, специальных пломб). Такие защитные голографические элементы представляют собой дифракционные элементы, с внедренными в них специальными защитными структурами, обладающими трудно воспроизводимыми оптическими и физическими характеристиками и свойствами. Использование различных инновационных технологий создания таких голограмм позволяет избежать подделки и копирования как самих голограмм, так и соответственно и защищаемых ими изделий.

Методы и способы маркировки защитных голограмм

Сегодня в мировой практике используются различные технологии защиты голограмм. Это и запись различного рода скрытых изображений, и внесение микротекста в общую картину



1 – Защитная голограмма, 2 – Источник белого света, 3 – Область расположения скрытого изображения «МГУ»; 4 – Визуализируемое изображение «МГУ»; 5 – Источник лазерного излучения с длиной волны 0,63 мкм

Рис. 1. Вид защитной голограммы со скрытым изображением

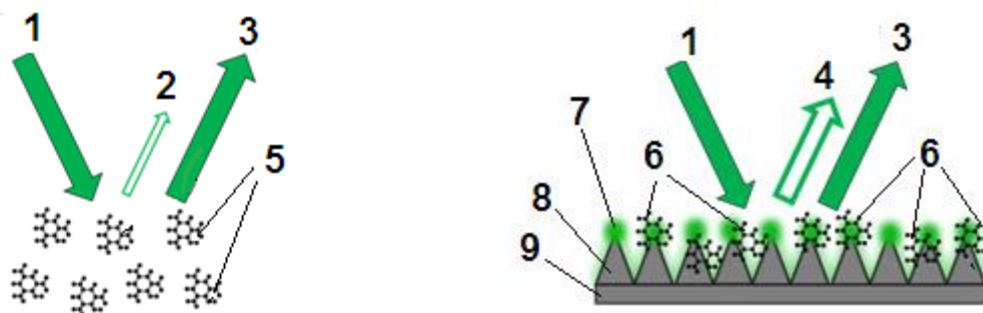
записываемой голограммы, и создание определенных эффектов, обеспечивающих уникальность создаваемого защитного элемента.

Под скрытым изображением понимают изображение, которое нельзя увидеть при восстановлении голограммы без применения специальных средств или методов. К скрытым изображениям относятся, например, скрытые изображения, считываемые лазерным пучком определенной длины волны. Скрытые голографические изображения отличаются тем, что они равномерно распределены по всей поверхности голограммы или на значительной ее части. Голограммы, содержащие скрытые изображения восстанавливают в белом свете некоторые контрастные, визуально наблюдаемые, изображения, а также бесструктурный световой фон малой интенсивности, создаваемый множеством скрытых изображений, восстанавливаемых различными длинами волн белого света. При сужении ширины спектра восстанавливающего источника, например, при использовании *лазерного* света, происходит выделение определенного направления восстановления скрытого изображения, которое при этом уже становится визуально наблюдаемым. Разработаны различные способы формирования скрытых голографических изображений. Вся информация о скрытом изображении регистрируется на одном или нескольких локальных участках голограммы. При освещении голограммы белым светом скрытое изображение не формируется. При освещении же локальных участков голограммы, где зафиксировано скрытое изображение, лазерным источником, оно может быть восстановлено. При этом структура записи скрытого изображения такова, что дифракция восстанавливающего луча происходит в заданном направлении, и в нем формируется записанное скрытое изображение. Область скрытого изображения на голограмме формируется таким образом, что она никак не влияет на воспроизводящие свойства голограммы в целом.

При освещении рассеянным белым светом закодированные скрытые изображения не видны (рис. 1). Такие скрытые изображения являются одними из самых надежных и эффективных защитных элементов голограмм.

Такая скрытая голографическая маркировка может использоваться на ценных бумагах, банковских картах, купюрах различных валют, акцизных марках, бланках документов строго учета, ID документах, сертификатах подлинности различных изделий и на другой высококачественной полиграфической продукции. Скрытое изображение на голограмме при обычном освещении выглядит как матовый фон, который ограничен контурами какого-либо графического объекта. При сильном увеличении становится заметна его хаотичная структура. При освещении голограммы лазерными пучками определенного направления, исходящим из специального портативного аппарата, скрытое изображение проявляется. Это могут быть различные символы, а также буквы или цифры, и даже полутонные фотографии. На голограмме могут быть закодировано одно или несколько типов скрытых изображений. Простые, динамические и многоуровневые изображения. В первом случае записывается и визуализируется только одно изображение. Во втором — формируется несколько областей с различными фазами движения какого-либо объекта, даже человека. Сканирование лазерного считывающего луча, последовательно через данные области, приводит к возникновению подобия анимационного фильма. Еще один интересный эффект проявляется при наведении луча лазерного детектора на скрытое многоуровневое изображение и повороте последнего на 180° , при этом в отраженном луче от голограммы появляется его второе повернутое на 180° изображение. Однако если применить специальную технологию расчета и записи, то допускается формирование на голограмме двух разных изображений, которые становятся видимыми при различных углах освещения голограммы лазерным пучком.

Использование оптических методов для защитной маркировки изделий становится весьма перспективным в связи с растущими возможностями современной оптической техники и технологий. Одним из таких методов является открытое в начале XX века комбинационное рассеяние (КР) света. Сигнал КР света содержит детальную информацию не только о химическом составе исследуемых молекул, но и о её внутренней молекулярной структуре. Однако сигнал КР очень слаб. Он должен превосходить люминесценцию и другие возможные фоновые оптические засветки, что заставляет проводить исследования только на макроскопических объемах молекул и использовать уникальное сверхчувствительное дорогостоящее оборудование. Решение указанной проблемы возможно путем использования эффектов гигантского комбинационного рассеяния (ГКР) света, возникающих при размещении молекул на так называемых плазмонно-резонансных SERS (Surface Enhance Raman Scattering) подложках. На рис. 2 показано два варианта получения молекулярных спектров молекул (молекулярных меток), характеризующих их структуру и состав по спектрам комбинационного (рамановского) рассеяния; без использования плазмонно-резонансных подложек (рис. 2а), и при использовании таких подложек (рис. 2б). Возбуждение молекул осуществляется, как правило,



а) Обычное комбинационное рассеяние излучения на молекулах
 б) Комбинационное рассеяние излучения на молекулах, расположенных на плазмонно-резонансных подложках
 1 – Возбуждающее лазерное излучение; 2 – комбинационное рассеяние; 3 – отраженное, некомбинационное излучение; 4 – усиленное рамановское рассеяние на плазмонно-резонансных подложках; 5 и 6 – возбуждаемые молекулы; 7 – области возбуждения электромагнитного поля; 8 – наноструктурированная поверхность; 9 – подложка

Рис. 2. Варианты получения молекулярных спектров молекул

лазерным излучением 1, в первом случае возбуждается одна или несколько молекул 5, на которых происходит комбинационное (рамановское) рассеяние света на частотах со стоксовым смещением частоты и обычное некомбинационное рассеяния 3 на частоте возбуждающего излучения. Интенсивность комбинационного рассеяния очень мала из-за очень маленького сечения рассеяния молекул, и поэтому его крайне трудно регистрировать и анализировать. В случае, представленном на рис. 2б молекулы 6 размещаются на наноструктурированных поверхностях 8 специализированных подложек 9, обладающих плазмонно резонансными свойствами, позволяющими концентрировать возбуждающие электромагнитные поля в определенных областях 7, называемых «горячими точками» (hotspot), с интенсивностью до 10^2 – 10^6 раз большими, чем интенсивности электромагнитных полей в лазерных пучках. Это приводит к резкому увеличению излучения комбинационного рассеяния 4, возникновению ГКР, что позволяет идентифицировать по его спектру даже отдельные молекулы и молекулярные метки 6.

Некоторые плазмонные подложки, в том числе разработанные в ООО «Биоплазмоника», могут усиливать КР в миллионы раз, и они могут быть основой для разработок высокоэффективных биологических и химических сенсоров, способных регистрировать малые концентрации молекул, вплоть до единичных молекул. Экспериментальные исследования разнообразных аналитических систем, использующих эффект ГКР показали, что для получения высокой чувствительности необходимы плазмонные наноструктуры, в которых и реализуются гигантские усиления локального электромагнитного поля [1–4]. Такого рода структуры обычно содержат наноразмерные кластеры металлов или металлические наночастицы, островковые и просто шероховатые пленки металлов (как правило, серебра или золота) [2]. При взаимодействии со световой волной на поверхности металлов в областях их локальных неоднородностей могут возникать плазмонные резонансы, что приводит к гигантским флуктуациям элек-

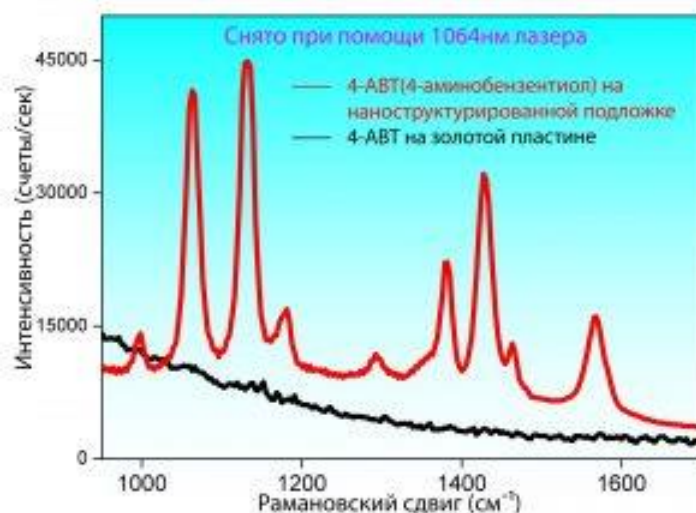


Рис. 3. Частотный спектр КР с молекул, размещенных на плазмонно-резонансной золотой подложке (красная кривая) и на обычной золотой подложке (черная кривая)

ромагнитных полей различных частотных диапазонов (оптического, инфракрасного, ультрафиолетового) [5–7]. Это свойство может быть использовано для увеличения чувствительности спектроскопии (рис. 3).

Сигнал комбинационного рассеяния пропорционален четвертой степени локального электрического поля в плазмонных наноструктурах, поэтому при локальном усилении поля в 100 и более раз, комбинационное рассеяние может быть усилено на 6–9 порядков [8, 9]. В работе рассматривается возможность использования плазмонных резонаторов в роли базовых элементов идентификационных меток.

Способы защиты документов от подделки и устройств на основе идентификационных меток были рассмотрены в работе [10], где в основном рассматривалась магнитооптическая маркировка документов. В данной работе исследовалась возможность маркировки различных изделий, в том числе защитных голограмм, с помощью плазмонных идентификационных меток, обладающих способностью скрытного размещения на поверхности или внутри изделий, и выполненных на пластиковых, бумажных, керамических, тканевых и металлических основах. Метка, в зависимости от типа защищаемого изделия, может быть выполнена либо на подложке, либо непосредственно на изделии. Подложка может иметь произвольную форму, при этом толщина метки меньше 1 мкм. Для защиты изделий на бумажной основе метка внедряется в лакокрасочное покрытие, входящее в состав изделия. Поверхность метки имеет специальным образом расположенные нано структурированные области, на которые наносят специфическое молекулярное соединение. Под действием лазерного излучения в этих областях возбуждаются плазмоны, которые и определяют идентификационные свойства метки. Метка может являться визуально- либо машиночитаемой, с высокой скоростью дистанционного считывания. Оно основано на спектральном анализе рассеянного меткой лазерного излучения. Считывание информации с метки возможно с помощью маломощных твердотельных лазеров. В будущем возможно использование плазмонных нанолазеров, что

позволит интегрировать всю установку в современную твердотельную электронику [11]. С другой стороны, использование мощных, фокусируемых лазерных пучков позволит обеспечить дистанционное считывание на больших расстояниях вплоть до нескольких километров. Идентификационные возможности предлагаемых меток таковы, что позволяют обеспечить как групповой, так и индивидуальный способ защиты, причем в некоторых случаях возможна визуальная идентификация без привлечения машиночитаемого оборудования. Визуализация и распознавание метки основаны на эффектах гигантского комбинационного рассеяния света на молекулах специально подобранных веществ.

Более высокий уровень защиты, основанный на анализе сформированной меткой уникальной дифракционной картины рассеянного излучения с заданным набором дифракционных максимумов и их яркости при освещении монохроматическим когерентным источником света, может быть, как индивидуальным, так и групповым. Уникальность дифракционной картины определяется типом и расположением наноструктур, имеющих многообразную форму, а также химическим составом наносимого вещества.

Наивысший уровень защиты достигается при эффекте гигантского комбинационного рассеяния света на молекулах специально выбранного вещества или группы веществ. В сигнале рассеянного света, помимо частоты лазера, присутствуют частоты колебаний атомов и молекул вещества метки. Спектр характерных частот, видимых в рассеянном свете, практически невозможно повторить без детального повторения технологии нанесения метки, и он может насчитывать десятки спектральных линий. Защищаемое изделие маркируется плазмонными метками со специально подобранным химическим веществом. Рассматриваемый способ маркировки изделий и регистрации сигнала позволят определять столь малые концентрации вещества, которые не обнаруживаются никакими известными методами. Идентификация при этом может осуществляться портативными анализаторами комбинационного рассеяния света.

Ещё один эффективный способ маркировки голограмм осуществляется путем размещения в их прозрачных слоях квантовых точек (КТ) и/или их капсулированных агломератов [12–14]. Квантовые точки представляют собой наночастицы полупроводниковых и металлических материалов размерами от единиц до десятков нанометров. Такие наночастицы флуоресцируют с высокой оптической эффективностью при их облучении излучением ближнего ультрафиолетового или сине-зеленого диапазонов. Длина волны флуоресценции зависит от состава и размеров наночастиц. Технологически удается изготавливать микроансамбли наночастиц с разбросом размеров порядка десяти процентов, что обеспечивает получение практически монохромного излучения с шириной линии порядка от 10 до 50 нм в диапазоне от 300 до 1500 нм. Излучение флуоресценции характеризуется очень высокой временной стабильностью как по мощности, так и по длине волны. Параметры флуоресценции современных КТ практически не меняются на протяжении десятков лет, что гарантируется их производителями. В настоящее время разработаны, и уже достаточно широко применяются в медицине и молекулярной биологии, методы капсулирования и агломерирования наночастиц, молекул и

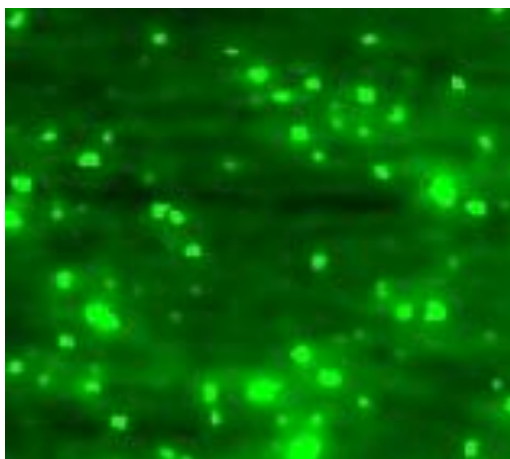


Рис. 4. Микрофотография участка поверхностного защитного слоя голограммы, выполненного прозрачным лаком, в котором локально были введены микрокапсулы с КТ, флуоресцирующими на длине волны 0,53 мкм при возбуждении их сине-зеленым светом

бимолекулярных образований, в том числе и КТ, производятся в молекулярных оболочках, позволяющих изготавливать и поставлять их в коллоидных жидкостях на основе различных растворителей и даже в виде водных растворов. Капсулированные агломераты квантовых точек обладают более высокой яркостью и стабильностью флуоресценции (рис. 4). Кроме того, спектр излучения таких агломератов можно целенаправленно менять путем введения в них КТ, флуоресцирующих на различных длинах волн. Все выше сказанное подтверждает возможность использования КТ для маркировки различных изделий.

Для маркировки голограмм можно также использовать материалы, содержащие магнитные частицы [2–4, 10]. Это могут быть краски, тонеры и чернила для различных видов печати, полиграфической или принтерной, содержащие в своих составах магнитные частицы различных размеров и магнитных свойств. Регистрация и визуализация такой маркировки осуществляется устройствами, оснащаемыми считывающими головками-сенсорами, работающими на основе магнитооптических, магнитоиндукционных или магниторезистивных эффектов. Недостатком таких устройств является невозможность считывания маркировки при расположении сенсоров от маркирующих элементов на расстояниях больших нескольких мкм.

Следует отметить возможность проведения индивидуальной практически не подделываемой маркировки, осуществляемой с помощью случайно расположенных магнитных частиц с размерами порядка от 1 до 10 мкм (рис. 5), или капсулированными агломератами квантовых точек, имеющих размеры в диапазоне от 0,1 до 1,5 мкм (рис. 4). В первом случае идентификация маркировки осуществляется по магнитооптическим изображениям формируемых магнитными частицами, а во втором, при использовании капсулированных агломератов КТ, по регистрируемым цветоконтрастным изображениям расположения частиц и/или регистрируемым спектрам квантовых точек. Идентификация при этом может производиться визуально

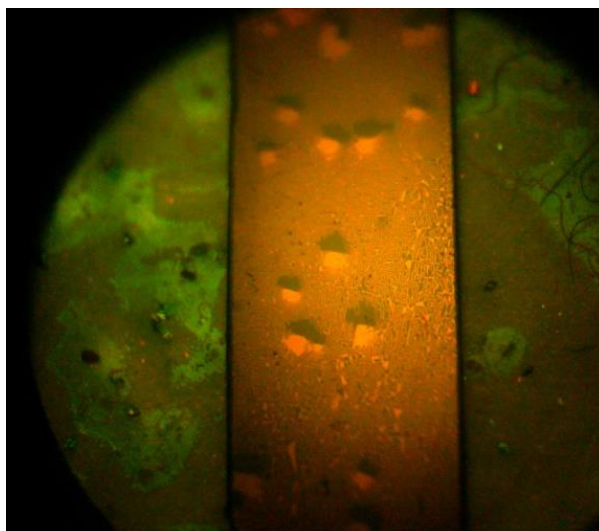


Рис. 5. Визуализируемые магнитооптические изображения случайно размещенных на поверхности или в приповерхностных слоях защищаемых изделий магнитных микрочастиц

путем непосредственного наблюдения и сравнения изображений, либо автоматизированными компьютерными системами путем сравнения изображений и анализа спектров с помощью специального программного обеспечения.

Основной задачей, решаемой в представленной работе, являлся выбор оптимальных решений маркировки голограмм. Проведенный анализ, показал, что оптимальным оказывается совместное комбинированное применение указанных выше маркировок. Наиболее перспективным представляется размещение плазмонно-резонансной молекулярной маркировки, как наиболее трудной с точки зрения возможности ее подделки. Но, с другой стороны, поиск локальных областей, где такая маркировка применена, крайне затруднена. Потому предлагается вводить плазмонно-молекулярную маркировку в локальных областях, где также введена маркировка скрытыми голографическими изображениями, квантовыми точками или случайно размещенными магнитными частицами. Последние виды маркировки легко визуализируются оптическими и магнитооптическими методами как визуально, так и автоматизированным оборудованием, использующем специализированное программное обеспечение, позволяющее проводить сравнение и распознавание изображений.

Заключение

Рассмотрены технологии скрытых защитных маркировок голограмм с помощью специальных идентификационных меток. Работа меток основа на дифракционных и магнитооптических эффектах, особенностях оптического излучения квантовых точек, эффектах плазмонного резонанса при использовании гигантского комбинационного рассеяния света на молекулярных структурах. Идентификационные возможности меток таковы, что позволяют обеспечить как групповую, так и индивидуальную защиту голограмм, причем в некоторых случаях возможна визуальная идентификация без привлечения машиночитаемого оборудования.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-21-00080.

Список источников

- [1] [Magnetic plasmonic metamaterials in actively pumped host medium and plasmonic nanolaser](#) / A. K. Sarychev, G. Tartakovsky // Physical Review B. — 2007. — Vol. 75. — № 8. — P. 085436.
- [2] [Liu, Y. Inkjetprinted unclonable quantum dot fluorescent anti-counterfeiting labels with artificial intelligence authentication](#) / Y. Liu, F. Han, F. Li, Y. Zhao, M. Chen, Z. Xu, X. Zheng, H. Hu, J. Yao, T. Guo, W. Lin, Y. Zheng, B. You, P. Liu, Y. Li, L. Qian // Nature Communications. — 2019. — Vol. 10. — № 1. — P. 2409.
- [3] [Chen, B. Highly Emissive and Color-Tunable CuInS₂-Based Colloidal Semiconductor Nanocrystals: Off-Stoichiometry Effects and Improved Electroluminescence Performance](#) / B. Chen, H. Zhong, W. Zhang, Z. Tan, Y. Li, C. Yu, T. Zhai, Y. Bando, S. Yang, B. Zou // Advanced Functional Materials. — 2012. — Vol. 22. — № 10. — P. 2081–2088
- [4] [Zheng, X. Inkjet-Printed Quantum Dot Fluorescent Security Labels with Triple-Level Optical Encryption](#) / X. Zheng, Y. Zhu, Y. Liu, L. Zhou, Z. Xu, C. Feng, C. Zheng, Y. Zheng, J. Bai, K. Yang, D. Zhu, J. Yao, H. Hu, Y. Zheng, T. Guo, F. Li // ACS Applied Materials & Interfaces. — 2021. — Vol. 13. — № 13. — P. 15701–15708.
- [5] [Sarychev, A. K. Light concentration by metal-dielectric micro-resonators for SERS sensing](#) / A. K. Sarychev, A. Ivanov, A. Lagarkov, G. Barbillon // Materials. — 2019. — Vol. 12. — № 103. — P. 1–39.
- [6] [Barbillon, G. Hybrid Au/Si Disk-Shaped Nanoresonators on Gold Film for Amplified SERS Chemical Sensing](#) / G. Barbillon, A. Ivanov, A. K. Sarychev // Nanomaterials. — 2019. — Vol. 9. — № 1588. — P. 1–12.
- [7] [Barbillon, G. Applications of the Symmetry Breaking in Plasmonics](#) / G. Barbillon, A. Ivanov, A. K. Sarychev // Symmetry. — 2020. — Vol. 12. — № 896. — P. 1–16.
- [8] **Патент № 2694157 РФ.** Сенсорный элемент для селективного усиления сигнала гигантского комбинационного рассеяния света / А. К. Сарычев, А. В. Иванов, А. Н. Лагарьков, И. А. Рыжиков, И. Н. Курочкин. — Оpubл. 09.07.2019.
- [9] **Патент № 2709411 РФ.** Сенсорный элемент для дополнительного селективного усиления сигнала гигантского комбинационного рассеяния света / А. К. Сарычев, А. В. Иванов, И. Н. Курочкин, А. Н. Шалыгин. — Оpubл. 17.12.2019.
- [10] [Odinokov, S. B. Optoelectronic Device for Reading of Hidden Magnetic Information from the Holograms](#) / S. B. Odinokov, A. S. Kuznetsov, A. P. Gubarev // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2008. — Vol. 17. — № 1. — P. 15–22.
- [11] **Сананаев, П. Н.** Получение нанокристаллов CdSe, легированного медью / П. Н. Сананаев, С. Г. Дорофеев, Р. Б. Васильев, Т. А. Кузнецова // Неорганические материалы. — 2009. — Том 45. — № 4. — С. 393–398.
- [12] **Олейников, В. А.** Флуоресцентные полупроводниковые нанокристаллы в биологии и медицине / В. А. Олейников, А. В. Суханова, И. Р. Набиев // Российские нанотехнологии. — 2007. — Том 2. — С. 160–173.
- [13] [Snee, P. T. A Ratiometric CdSe/ZnS Nanocrystal pH Sensor](#) / P. T. Snee, R. C. Somers, N. Gautham, J. P. Zimmer, M. G. Bawendi, D. G. Nocera // Journal of the American Chemical Society. — 2006. — Vol. 128. — № 41. — P. 13320–13321.
- [14] **Кульбачинский, В. А.** Полупроводниковые квантовые точки / В. А. Кульбачинский // Соровский образовательный журнал. — 2001. — Том 7. — № 4. — С. 98–104.

Создание спектрально-угловых мультиплексоров на основе трехмерных дифракционных решеток в ФТР-стекле

М. В. Шишова, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Жердев

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Голографические трехмерные дифракционные решетки используются в качестве спектрально-угловых мультиплексоров или соединителей для световодных устройств дополненной реальности, а также для лазерных приложений. Представлен подход к моделированию дифракционных световодов на основе трехмерных спектрально-угловых мультиплексоров в фото-термо-рефрактивного стекла для устройств дополненной реальности широкого углового поля зрения.

Ключевые слова: дифракционные решетки, дифракция Брэгга, мультиплексирование, ФТР-стекло.

Цитирование: Шишова, М. В. Создание спектрально-угловых мультиплексоров на основе трехмерных дифракционных решеток в ФТР-стекле / М. В. Шишова, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Жердев // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 127–130.

Спектральные и угловые оптические мультиплексоры решают задачи перенаправления излучения на основе мультиплексированных объемных голографических решеток для устройств дополненной реальности [1–3] и лазерных применений [4]. В этой области фото-термо-рефрактивное (ФТР) стекло позволяет создавать эксплуатационно-стойкие решения [5]. Спектрально-угловые мультиплексоры на базе трехмерных дифракционных решеток в ФТР-стекле также могут заменить дифракционные чипы в области создания часов атома [6].

Создание световодных соединителей на основе мультиплексированных объемных голографических решеток в данной работе основано на последовательной записи интерференционных картин на ФТР стеклянной подложке толщиной 2 мм. На рис. 1а представлен результат моделирования для спектрально-углового соединителя на базе пропускающих трехмерных дифракционных решеток, используемого для передачи зеленого изображения в световоде. Моделирование дифракции основано на геометрическом расчете работы и теории связанных волн [7], решая задачу сшивки изображения. На рис. 1б показано изменение контура угловой селективности для разных мультиплексированных трехмерных дифракционных решеток по мере увеличения угла наклона дифракционной решетки и уменьшения периода.

Шаг мультиплексирования при создании дифракционного световода определяется следующими факторами: шириной контура спектрально-угловой селективности, спектром источника излучения, допустимой неравномерностью яркости в изображении при составлении общего поля. Для каждой трехмерной дифракционной решетки предполагается, что будет одинаковая амплитуда модуляции показателя преломления, а значит, на практике время экс-

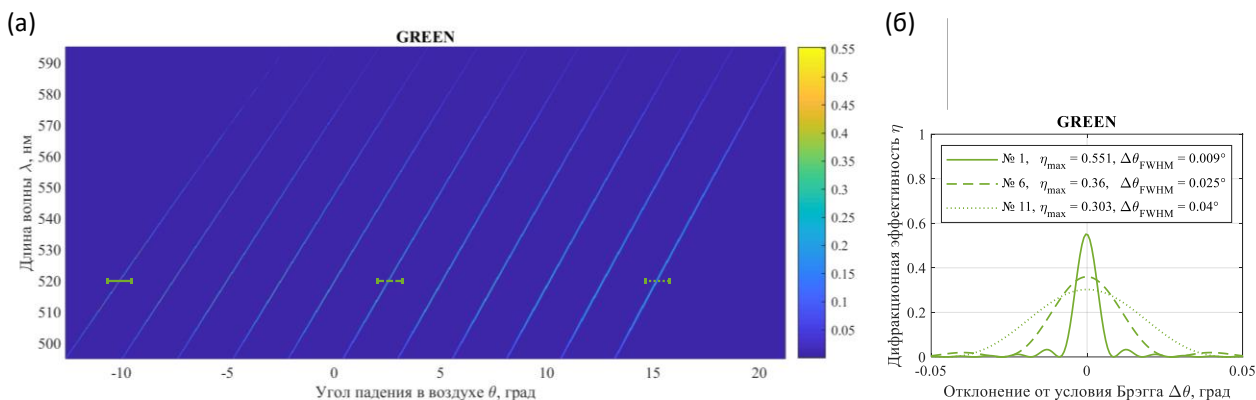


Рис. 1. Спектрально-угловая диаграмма работы мультиплексной голографической объемной решетки для дисплея дополненной реальности (а) а уширение угловой полосы пропускания соответственно крайним и медианному мультиплексам на диаграмме (б)

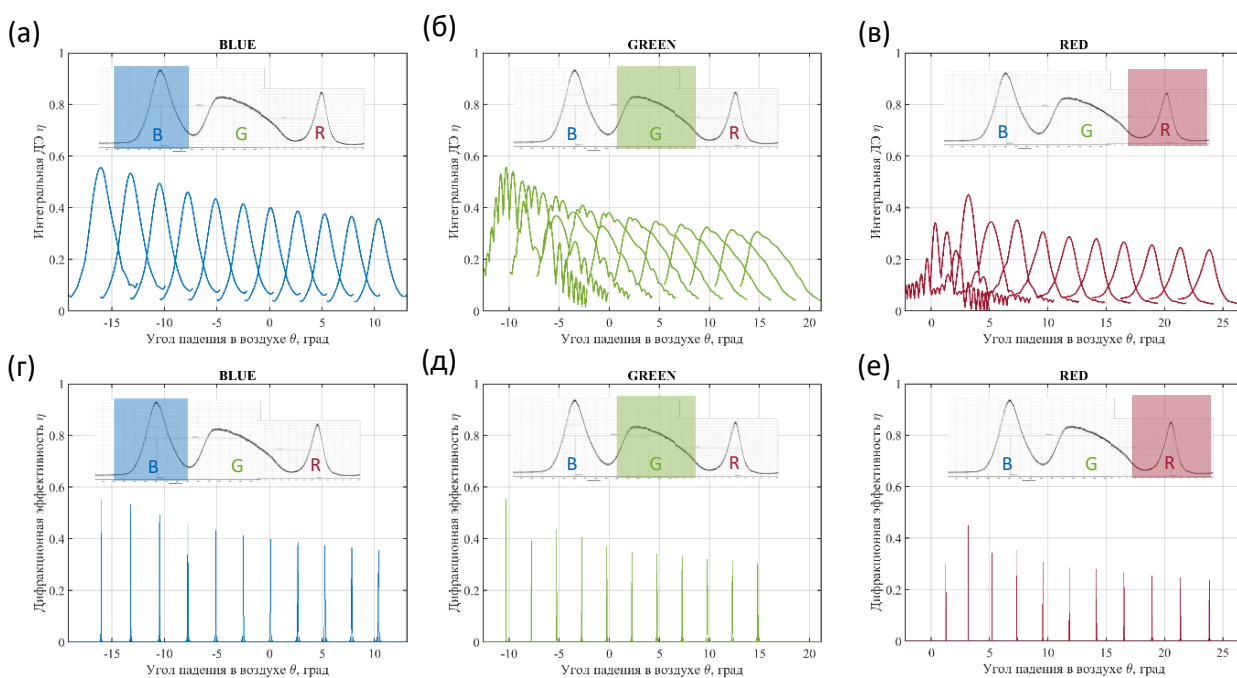


Рис. 2. Расчетные контуры селективности для широких спектральных диапазонов: красного (а), зеленого (б) и синего (в), — и пики дифракционной эффективности для спектрального максимума в каждом из спектральных диапазонов: красного (г), зеленого (д) и синего (е)

понирования для каждого шага мультиплексирования будет одинаково. Для мультиплексированных трехмерных дифракционных решеток выдерживается одинаковый период в направлении плоскости пластины, то есть проекция вектора решетки на ось x . Это обеспечивает поворот вектора решетки и плавное составное угловое поле при работе мультиплексного элемента. В эксперименте это обеспечивалось с помощью записи через фазовую маску (рис. 3).

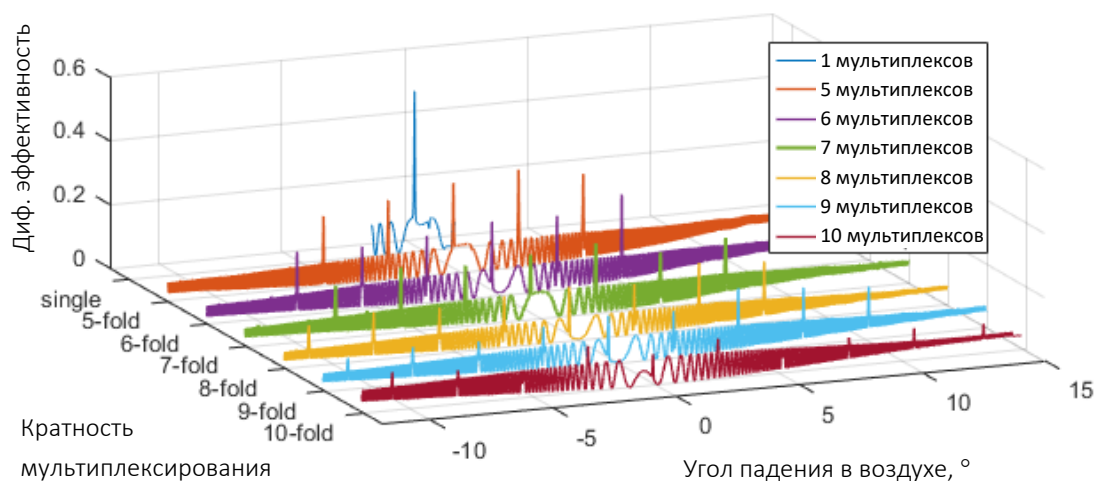


Рис. 3. Экспериментальные результаты по измерению контуров селективности дифракционных соединителей для различного количества. Показано падение дифракционной эффективности при увеличении количества мультиплексов при записи

В случае с дифракционными световодами, противоположно требованиям для лазерной фильтрации, рекомендуется выбирать источники излучения широкого спектра. Рис. 2а–2в описывает угловые контуры селективности именно с учетом спектра светодиодных источников излучения проектора. Данные характеристики иллюстрируют угловое сечение исходя из условия максимума дифракционной эффективности. Каждая дифракционная решетка передает угловое поле согласно данным спектрально-угловым характеристикам. Рис. 2г–2е иллюстрирует соответствующие контуры дифракционной эффективности для спектральных максимумов в каждом из спектральных диапазонов. Результаты экспериментов по изготовлению соединителей на основе мультиплексных трехмерных дифракционных решеток для световодных устройств дополненной реальности показаны на рис. 3.

Эксперименты показали меньшую дифракционную эффективность полученных мультиплексированных трехмерных дифракционных решеток по сравнению с моделированием. Это связано с записью трехмерных дифракционных решеток с использованием неселективной фазовой маски, которая не обеспечивает максимального контраста во время экспозиции и не позволяет оптимизировать распределение модуляции показателя преломления, но является технологически предпочтительным инструментом, реализующим оптическое копирование [2, 3].

Список источников

- [1] Lee, Y.-H. [Prospects and challenges in augmented reality displays](#) / Y.-H. Lee, T. Zhan, S.-T. Wu // Virtual Reality & Intelligent Hardware. — 2019. — Vol. 1. — P. 10–20.
- [2] **Odinokov, S. B.** [Augmented reality display based on photo-thermo-refractive glass planar waveguide](#) / S. B. Odinokov, M. V. Shishova, V. V. Markin, D. S. Lushnikov, A. Y. Zherdev, A. B. Solomashenko, D. V. Kuzmin, N. V. Nikonov, S. A. Ivanov // Optics Express. — 2020. — Vol. 28. — № 12. — P. 17581–17594.

- [3] **Shishova, M. V.** [Recording of multiplexed volume gratings via a phase mask for augmented reality waveguides](#) / M. V. Shishova, S. B. Odinkov, A. Y. Zherdev, D. S. Lushnikov // Applied Optics. — 2021. — Vol. 60. — P. A140–A144.
- [4] **Kaim, S.** Saturation of Multiplexed Volume Bragg Grating Recording / S. Kaim, S. Mokhov, D. Ott, I. Divliansky, J. Lumeau, V. Smirnov, B. Y. Zeldovich, L. B. Glebov // Frontiers in Optics 2014, OSA Technical Digest. — 2014. — P. FTh4G.5.
- [5] **Jain, A.** Saturation of Multiplexed Volume Bragg Grating Recording / A. Jain, C. Spiegelberg, V. Smirnov, E. Bochove, L. Glebov // Conference on Lasers and Electro-Optics 2012, OSA Technical Digest. — 2012. — P. CF2N.8.
- [6] **Elvin, R.** [Cold-atom clock based on a diffractive optic](#) / R. Elvin, G. W. Hoth, M. Wright, B. Lewis, J. P. McGilligan, A. S. Arnold, P. F. Griffin, E. Riis // Optics Express. — 2019. — Vol. 27. — P. 38359–38366.
- [7] **Kogelnik, H.** [Coupled wave analysis for thick hologram gratings](#) / H. Kogelnik // The Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.

Обзор известных объективных критериев контроля качества голограмм

Д. Б. Чекунин¹, С. Б. Одинокоев²

¹ Научно-исследовательский институт — филиал АО «Гознак», Москва, Россия

² Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Визуальная оценка качества методом *in situ* на соответствие с эскизом. Контроль визуализации защитных элементов по экспликации голограммы (security features). Обзор известных критериев качества восстанавливаемых голографических изображений цифровыми способами. Оценка возможности введения общих критериев качества для защитных голограмм, изготовленных по различным технологиям. Важность оценки кажущейся глубины сцены восстанавливаемого изображения, возможность оцифровки данного параметра. Введение понятия эталонной голограммы.

Ключевые слова: контроль качества, соотношение сигнал/шум, оцифровка.

Цитирование: Чекунин, Д. Б. Обзор известных объективных критериев контроля качества голограмм / Д. Б. Чекунин, С. Б. Одинокоев // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 131–134.

В настоящее время оценка качества защитных голограмм выполняется методом *in situ* на соответствие эскизу экспертом или группой специалистов [1]. Контроль визуализации защитных элементов по экспликации голограммы (security features) выполняется обычно без контроля условий освещённости. Всё это приводит к отсутствию объективного контроля качества голографической продукции таким способом [2].

С целью решения задачи по объективному контролю качества голографической продукции сотрудниками НИИ — филиала АО «Гознак» отдела визуальных видов защиты (далее — ОВВЗ), в течение последних 12 лет, был выполнен ряд исследований по возможности оцифровки качественных показателей серийной голографической продукции. Специалистами ОВВЗ были опробованы различные варианты опытных приборов. Выполненные исследования не привели к положительному результату, так как все предложенные приборы проектировались для решения задач отличных от нашей (экспертный контроль, экспресс-верификация по базе образов, создание цифровых образов ДЗЭ) [3]. При этом в рамках данных исследований была выявлена необходимость оцифровки следующих трёх параметров дифракционного защитного элемента (далее ДЗЭ):

- максимальная интегрированная дифракционная эффективность в нулевом порядке,
- интегрированная угловая селективность для одного канала записи,
- глубина сцены кажущегося восстанавливаемого изображения.

Параллельно с нашими исследованиями был выполнен поиск аналогичных работ. Однако в связи с закрытостью индустрии защищённой голографии информации в открытых источ-

никах найти не удалось. Также был выполнен поиск патентных решений. Все они были оценены как нереализованные в полном объёме и/или также, как и фактически опробованные приборы, задуманы для решения других узкоспециализированных задач. В связи с этим дальнейший поиск информации выполнялся по опубликованным научным исследованиям.

Для поиска была выбрана основная тематика: «Обзор известных критериев качества восстанавливаемых голографических изображений цифровыми способами». Поиск выполнялся с использованием системы международного цитирования Scopus среди научных периодических изданий, по рефератам статей, с глубиной исследований более 30 лет.

В целом анализ выполненных исследований показал разнородность как исследуемых образцов, так и подходов к оценке качества голограмм. Общее для большинства исследований — попытка применения индекса структурного подобия, разработанного для оценки качества видеоизображения (плоского), что, как нам кажется было безусловно ошибочным решением.

Также исследователи предлагали следующие критерии оценки качества голограмм:

- дифракционный критерий — параметр Клейна;
- локальная дифракционная эффективность;
- оценка количества уровней при пороговой обработке изображений;
- оценка методом двойной шкалы стимульных нарушений (психосоматика);
- оценка качества по пиковому соотношению сигнал/шум;
- фотометрический анализ изображения (сравнение дифракционных спектров);
- измерение параметров микрорельефа (пространственной частоты, глубины рельефа, ориентации решетки) оптическим или механическим способами;
- цифровое сравнение изображений исследуемой и эталонной голограмм.

Все предложенные способы оценки являются косвенными и не дают возможности объективно оценить ДЗЭ. При этом следует отметить, что все они дают именно цифровую оценку. Возможно, применив все вышеуказанные способы комплексно можно было бы получить наиболее полную информацию о голограмме, но такие исследования заняли бы слишком много времени и были бы чрезвычайно трудоёмкими, в том числе потребовали бы привлечения высококвалифицированных специалистов.

Таким образом, проведённый поиск и исследования не дали положительного результата. По нашему мнению, отсутствие положительного результата связано со следующими основными факторами.

1. В рассмотренных работах, не была учтена необходимость введения общих критериев качества для защитных голограмм, изготовленных по различным технологическим цепочкам. В рамках наших исследований была выявлена существенная зависимость качественных характеристик голограммы от технологии её изготовления. Более того, была отслежена зависимость снижения качества ДЗЭ в процессе эмбоссирования в начале, середине и в конце рулона полуфабриката.

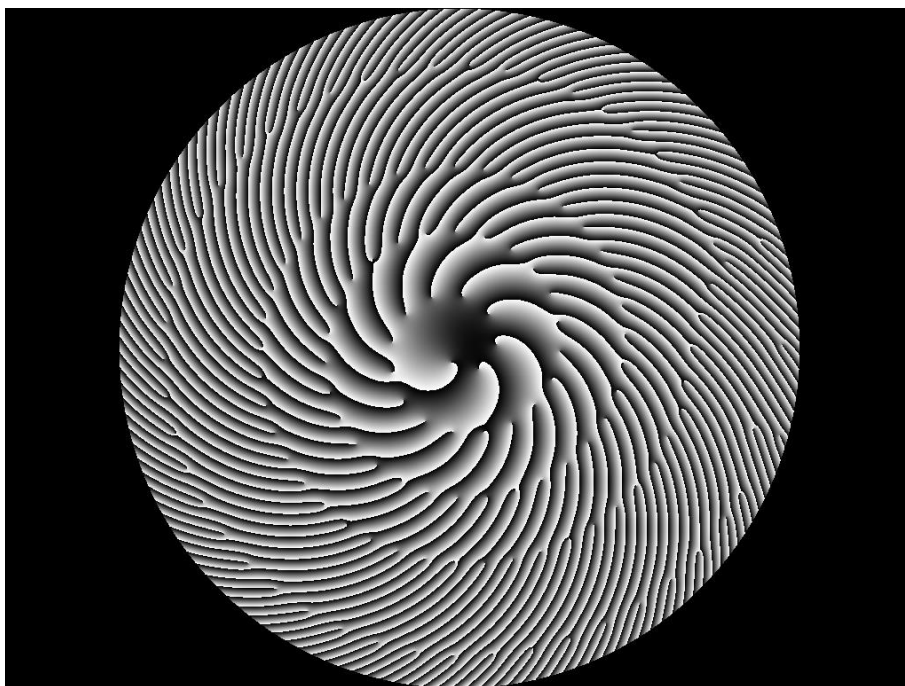


Рис. 1. Пример типичного фрактального киноформа

2. В большинстве работ не была учтена важность оценки кажущейся глубины сцены восстанавливаемого изображения. Работая с псевдо-объемными изображениями, стала очевидной необходимость оцифровки данного параметра, с учётом законов перспективы и коэффициента масштабности.

3. Следующий фактор — отсутствие стандартизированных образцов голограмм, пригодных для исследований. Каждая группа исследователей изучала совершенно различные образцы голограмм, что не позволило оценить преимущество и повторяемость исследований, даже по наиболее часто упоминаемому параметру индекса структурного подобия.

С целью решения данной задачи предлагается ввести понятие эталонной голограммы-миры. В качестве эталонной голограммы предлагается использовать фрактальный геометрический объект. Прототипом такой голограммы-миры можно предложить типичный фрактальный киноформ (рис. 1). Такой объект с обязательными реперными точками, согласованный с представителями сообщества голографистов, можно рекомендовать для создания реального эталона. Следует отметить, что данный эталон требует всестороннего обсуждения и критических замечаний сообщества голографистов.

В ряде исследований было предложено контролировать сравнение уровня сигнал/шум при сравнении измеряемого объекта и эталонного образца. Однако данное решение не учитывает шумов собственно самого метода оцифровки, что также можно было бы исправить, имея эталонный образец. Также очевидно, что вся оцифровка данных при сравнении уровня сигнал/шум измеряемого объекта и эталонного образца требует разработки аппаратных фильтров нового типа, например, с применением преобразования Хартли. Все ранее выполненные работы традиционно используют аппроксимативное Фурье преобразование, не обла-

дающее достаточной точностью результатов расчёта. Оптимальным графическим отражением результатов таких сравнений могла бы быть плоскостная гистограмма шумовых сигналов ДЗЭ за вычетом собственных шумов (шероховатости) полимерной и/или бумажной подложки.

По-видимому, одной из проблем, возникающих у исследователей, пытавшихся анализировать голографическую продукцию, которая помешала выполнить задачу с положительным результатом, была проблема позиционирования образца и обеспечения его плоскостных свойств в случае закрепления образца на подложке. ДЗЭ представляет собой микрооптическую структуру с повторяющимися элементами, слабо отличимыми друг от друга в малой апертуре приборов увеличения, это объясняет невозможность точного позиционирования образца. Без решения данной задачи исследовать голограммы на качественные характеристики не представляется возможным. В качестве варианта решения задачи позиционирования образца можно предложить обязательное введение в голограмму, подготовленную для анализа, специальных опорных микрометок расположенных так, чтобы они позволяли получить «верный угол» для позиционирования образца, и при этом их равноудаление не должно превышать апертуру прибора. Это позволит обеспечить релевантный уровень идентификации голограммы, и выполнить контроль верного позиционирования.

Заключение

Выполнен выбор объективных цифровых критериев качества защитных голограмм. Предложен единый для отрасли объект контроля «эталонная голограмма». Предложен способ оценки и контроля качества голограмм с целью стандартизации методики и создания приборно-программного комплекса.

Благодарность

Авторы данной работы выражают благодарность коллегам из компаний АО «НПО «Криптен» и ООО «ХолоГрэйт» готовивших образцы для данных исследований и лично директору НИИ — филиала АО «Гознак» Г. В. Корнилову.

Список источников

- [1] **Туркина, Е. С.** Голограмма как способ защиты / Е. С. Туркина // Ценные бумаги: Регистрация. Экспертиза. Фальсификации: Ежемесячный информационный бюллетень. — М. : ИПК «ИнтерКрим-Пресс», 2016. — № 5.
- [2] **Одинокоев С. Б.** Методы и оптико-электронные приборы для автоматического контроля подлинности защитных голограмм / С. Б. Одинокоев. — М. : Техносфера. — 2013.
- [3] **Одинокоев С. Б.** Дифракционный компаратор защитных голограмм на документах. Модернизация и опытная эксплуатация / С. Б. Одинокоев, И. К. Цыганов, В. Е. Талаллаев, В. В. Колючкин, Н. В. Пирютин / Фотоника. — 2021. — Том 15. — № 1. — С. 86–98.

Развитие голографии сетчатки человеческого глаза

С. Захаровас^{1,2}, М. Сухеймат¹, Д. А. Атчисон¹, Э. Д. Ламберт³

¹ Квинслендский Технологический Университет, Брисбен, Австралия

² Университет Де Монфорт, Лестер, Великобритания

³ Университет Нового Южного Уэллса, Канберра, Австралия

В прошлом году мы представили цифровой голографический микроскоп для визуализации сетчатки живого человеческого глаза. В этом микроскопе мы реализовали принципы работы внеосевого цифрового голографического микроскопа, предназначенного для исследования отражающих микрообъектов. В нашей схеме оптическая система исследуемого глаза образует объектив микроскопа. В этой статье мы представим методику калибровки и определения характеристик такого голографического микроскопа и представим последние результаты голографирования сетчатки человеческого глаза.

Ключевые слова: цифровая голография, голографический микроскоп, сетчатка глаза, роговица, хрусталик глаза, изображение сетчатки глаза.

Цитирование: Захаровас, С. Развитие голографии сетчатки человеческого глаза /

С. Захаровас, М. Сухеймат, Д. А. Атчисон, Э. Д. Ламберт // НОЛОЕХРО 2021 :

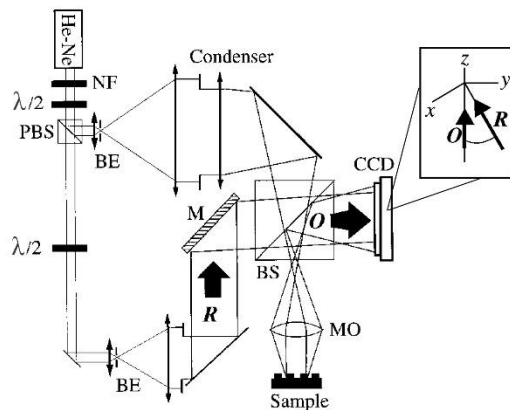
XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям :

Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 135–148.

Введение

Исследование зрения человека и диагностика глазных патологий в значительной степени зависят от возможности визуализации человеческого глаза. Существует несколько методов визуализации, различающихся по полю зрения, разрешению, контрастности и части глаза, которая подвергается отображению [1]. Методы визуализации сетчатки, такие как фундус-камеры [2], сканирующая лазерная офтальмоскопия [3] и оптическая когерентная томография [4], могут быть объединены с адаптивной оптикой для получения изображений более высокого разрешения. Однако все известные методы визуализации глаза не могут обеспечить изображения с разрешением менее 1 мкм и глубиной в несколько сотен микрометров. Более того, все вышеперечисленные методы визуализации сетчатки основаны на сложном и дорогом оборудовании, поэтому необходимы более экономичные решения, позволяющие исследовать внутренние структуры человеческого глаза с таким же или лучшим разрешением и на большей глубине.

В [5] была описана аналоговая голографическая установка, примененная для записи голограмм сетчатки человеческого глаза на фотопластинку с разрешением деталей изображения порядка ≈ 20 мкм. В последнее время для визуализации сетчатки начали применяться методы цифровой голографии. Широкополосная лазерная доплеровская голография была применена для исследования сетчаточного кровотока, выявив пульсацию сетчаточного кровотока в человеческом глазу с временным разрешением 1,6 мс [5–8]. Объемное изображение сетчатки глаза *in-vivo* без аберраций с помощью высокоскоростной CCD-камеры позволило достичь осевого разрешения около 10 мкм и поперечного разрешения 2,6 мкм [9].



NF — фильтр нейтральной плотности, PBS — поляризационный делитель пучка, BE — расширитель пучка с пинхолом, $\lambda/2$ — полуволновая пластина, M — зеркало, BS — делитель пучка, MO — объектив микроскопа, Condenser — конденсор, Sample — образец, O — объектный пучок, R — опорный пучок [13, рис. 1 и 2]

Рис. 1. Схема внеосевого голографического микроскопа для светоотражающих объектов

Мы для визуализации сетчатки использовали принцип работы внеосевого цифрового голографического микроскопа. В наших первых отчетах о результатах мы сообщали о возможности применения цифровой голографической микроскопии для исследования сетчатки человеческого глаза [10, 11]. Ниже мы представляем наши последние продвижения в этом направлении прикладных исследований.

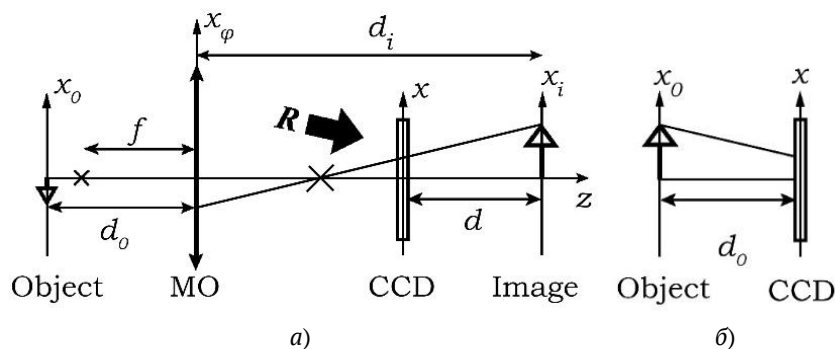
1. Внеосевой цифровой голографический микроскоп

Оптическая схема для голографической внеосевой микроскопии была предложена ван Лигтенем и Остербергом в 1966 году [12]. Куше и др. применили аналогичную схему для получения цифровых голографических изображений светопропускающих и светоотражающих образцов [13]; на рис. 1. показана их оптическая схема записи голограмм светоотражающего образца. Вставка на этом рисунке показывает, что объектный (O) и опорный (R) лучи приходят на ПЗС-матрицу (CCD) под углом друг к другу. Для освещения светоотражающего образца, в голографическом микроскопе используется линза с большим фокусным расстоянием (конденсор), которая вставляется между расширителем пучка лазерного излучения и объективом микроскопа (МО). Пара Конденсор-МО коллимирует лазерный луч, освещающий образец, уменьшает диаметр освещающего луча и концентрирует лазерный свет на участке образца в поле зрения объектива микроскопа. Зеркало M регулирует угол между объектным и опорным пучками.

Базовая архитектура такого цифрового голографического микроскопа представляет собой интерферометр Маха — Зендера. На ПЗС-матрице или датчике изображения интерференция между объектной волной O и опорной волной R создает интенсивность голограммы

$$I_H(x, y) = |R|^2 + |O|^2 + R^*O + RO^* \quad (1)$$

где R^* и O^* обозначают комплексные сопряжения опорной волны и волны объекта, соответственно. Объектная волна содержит пространственную и объемную информацию об образце.



f — фокусное расстояние объектива микроскопа; MO — объектив микроскопа; CCD — матрица цифровой камеры; R — опорный пучок, падающий на матрицу камеры под углом [13, рис. 3]

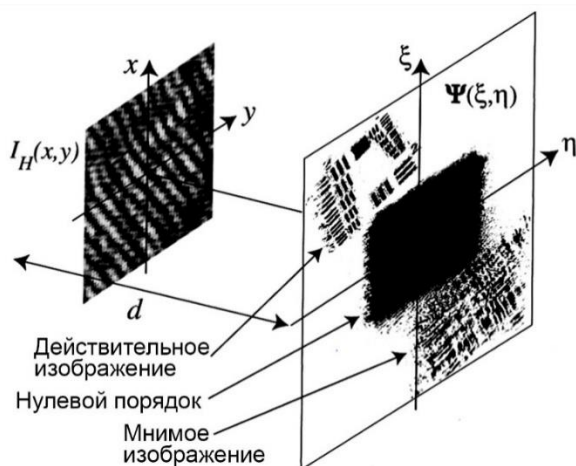
Рис. 2. Оптическая схема объектного плеча голографического микроскопа (а) и эквивалентная схема записи цифровой голограммы без оптики, увеличивающая изображение объекта (б)

Оптическая схема объектного плеча голографического микроскопа [13] представляет собой однолинзовую систему формирования изображения (рис. 2).

Объектив микроскопа (МО) создает увеличенное изображение объекта, а плоскость голограммы Ox (которая соответствует плоскости матрицы цифровой камеры) расположена между объективом микроскопа и увеличенным изображением объекта на плоскости Ox_i , и находится от него на расстоянии d . Это эквивалентно голографической конфигурации без увеличительной оптики с объектной волной, возникающей непосредственно от увеличенного изображения, а не от самого объекта — как если бы объект большего размера находился на расстоянии d_o от матрицы цифровой камеры рис. 2б. При добавлении опорного пучка на матрице камеры будет сформирована интерференционная картина (голограмма), которая впоследствии сохраняется в памяти компьютера.

Для численного восстановления голограмм, записанных таким образом, вычисляется дифракция Френеля для положения, близкого к сопряженному с положением образца в записывающей оптической системе. На рис. 3. показана геометрия восстановления записанной голограммы. Результатом расчета дифракционной картины является массив комплексных чисел, называемый восстановленным волновым фронтом Ψ , который представляет собой комплексную амплитуду оптического поля в плоскости наблюдения $O\zeta\eta$. Каждое комплексное число в этом массиве представляет амплитуду и фазу волнового фронта в каждой точке плоскости наблюдения и может быть визуализировано на мониторе компьютера.

Расстояние между плоскостью голограммы Ox и плоскостью наблюдения определяется расстоянием восстановления d . Когда голограмма записывается без МО, d должно быть равно или близко к длине оптического пути между объектом и ПЗС (d_o на рис. 2б). При наличии МО сфокусированное изображение объекта получается, когда расстояние реконструкции d равно расстоянию между ПЗС и изображением объекта во время записи голограммы (d на рис. 2а). Изменяя это расстояние, можно фокусировать восстановленное изображение образца в разных осевых плоскостях.



Oxy — плоскость голограммы, $O\xi\eta$ — плоскость наблюдения, d — расстояние восстановления, $\Psi(\xi, \eta)$ — восстановленный волновой фронт [13, рис. 4]

Рис. 3. Геометрия восстановления голограммы (освещение голограммы плоской волной происходит слева)

В классической голографии восстановление изображения осуществляется путем освещения голограммы опорной волной, а восстановленный волновой фронт определяется следующим образом.

$$\Psi = \mathbf{R}I_H = \mathbf{R}|\mathbf{R}|^2 + \mathbf{R}|\mathbf{O}|^2 + |\mathbf{R}|^2\mathbf{O} + \mathbf{R}^2|\mathbf{O}| \tag{2}$$

Два первых члена правой части уравнения (2) дают нулевой порядок дифракции, третий член дает мнимое изображение, а четвертый член — действительное изображение. В геометрии записи внеосевой голограммы эти различные члены восстанавливаются в разных местах плоскости наблюдения (рис. 3). Чем ближе объект к фокальной плоскости МО, тем ближе все три восстановленных изображения будут друг к другу. Если объект расположен слишком близко к фокальной плоскости МО, то восстановленные изображения невозможно отличить друг от друга.

Когда объект находится в фокальной плоскости объектива, расстояние между изображением объекта и объективом микроскопа бесконечно, голограмма записывается с помощью преобразования Фурье поля объекта, и реконструкция может быть выполнена простым вычислением преобразования Фурье голограммы [13]. Однако, поскольку для человеческих глаз это обычно не всегда так, для восстановления голограмм мы использовали расчет дифракционной модели Френеля.

Прежде чем рассказать о том, как мы применили внеосевую цифровую голографическую микроскопию для визуализации сетчатки, необходимо кратко описать оптическую систему человеческого глаза.

2. Оптическая система человеческого глаза

Человеческий глаз содержит многоповерхностную оптическую систему, позволяющую нам полноценно воспринимать внешние объекты. Свет от внешних объектов проходит через ме-

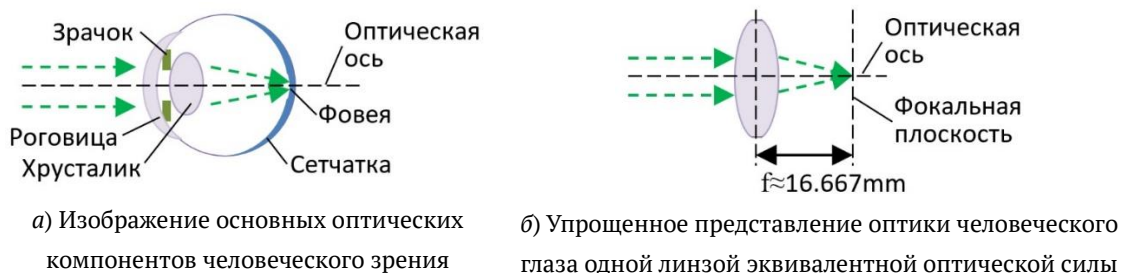
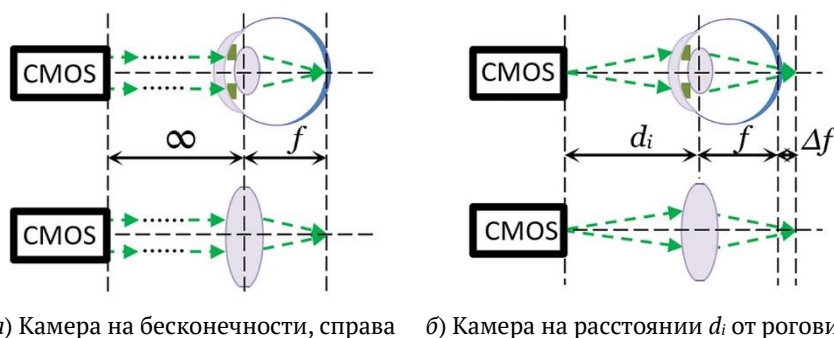


Рис. 4. Оптическая система человеческого глаза



CMOS — цифровая камера, f — положение фокальной плоскости, Δf — смещение фокальной плоскости

Рис. 5. Положение фокальной плоскости системы «камера-глаз» (в верхнем ряду показан глаз, в нижнем — оптика глаза, смоделированная одной линзой)

нисковую линзу, называемую роговицей, за которой находится отверстие, именуемое зрачком, а затем свет проходит через хрусталик. Эта оптическая система фокусирует изображения предметов на светочувствительной поверхности, называемой сетчаткой. Четкость центрального зрения зависит от четкости изображения, сфокусированного на области сетчатки, называемой фoveей или центральной ямкой. Схематично оптическую систему глаза можно представить так, как показано на рис. 4а. В оптометрии упрощённая модель глаза содержит одну линзу, фокусное расстояние которой обычно принимается равным 16,667 мм (рис. 4б).

Состояние глаза, когда сетчатка находится в фокальной плоскости оптической системы глаза, называется эметропией. Состояние, когда сетчатка находится позади фокальной плоскости, называется близорукостью и компенсируется ношением линз отрицательной оптической силы (рассеивающие линзы). Состояние, когда сетчатка находится перед фокальной плоскостью, называется дальзорукостью и компенсируется ношением линз положительной оптической силы (собирающие линзы).

Если цифровая камера находится на оптической бесконечности и направлена на глаз, то для эметропного глаза фокальная плоскость такой оптической системы будет находиться на сетчатке и камера будет записывать изображение сетчатки (рис. 5а). Если же камера расположена ближе к глазу, фокальная плоскость оптической системы «камера-глаз» смещается на расстояния Δf за сетчатку (рис. 5б).

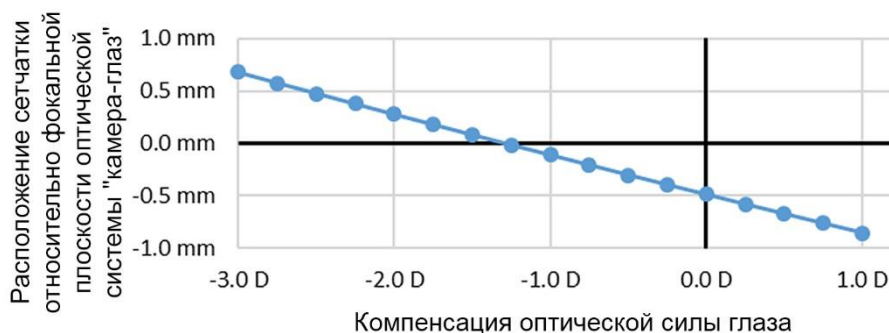


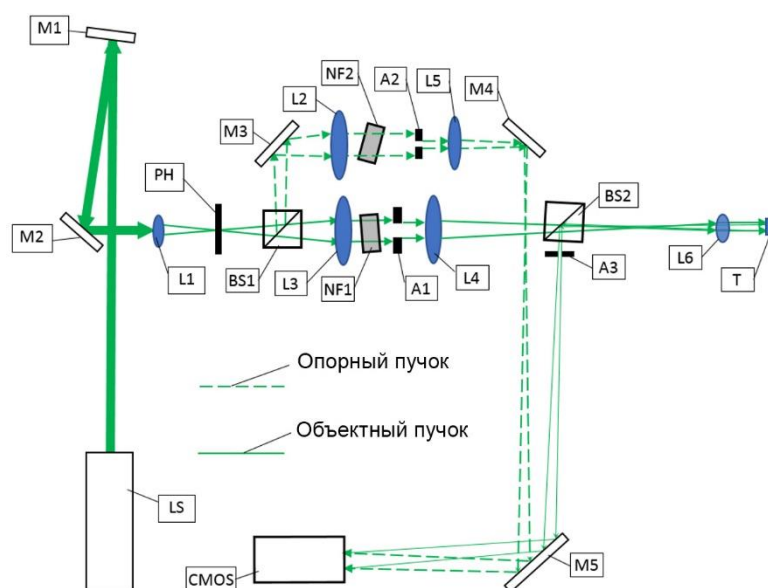
Рис. 6. Положение фокальной плоскости системы «камера-глаз», когда камера находится на расстоянии 775 мм от роговицы глаза

В близоруких и дальнозорких глазах сетчатка находится на определенных расстояниях от фокальной плоскости. Цифровые голограммы могут быть восстановлены численно на любых расстояниях. Чтобы определить расстояние восстановления, соответствующее положению сетчатки определенного глаза относительно фокальной плоскости оптической системы «камера-глаз», мы смоделировали ситуацию, показанную на рис. 5, для расстояния камеры от роговицы в нашей установке — 775 мм. Результаты этого моделирования представлены на рис. 6. Значения «компенсации оптической силы глаза» представляют собой оптическую силу линзы, предписываемую для близоруких и дальнозорких глаз (отрицательные и положительные значения, соответственно). Эти значения положения фокальной плоскости использовались нами для определения расстояний восстановления голограммы сетчатки.

3. Цифровой голографический микроскоп визуализации сетчатки глаза

В нашей установке оптика глаза действует как объектив микроскопа МО на рис. 1. Сама установка представлена на рис. 7. Для тестирования и калибровки установки, как модель человеческого глаза использовались линза L6 и мишень T; после калибровки глаз участника располагался так, чтобы расстояние от матрицы камеры до поверхности роговицы совпадало с расстоянием от матрицы камеры до поверхности линзы L6, обращенной к светоделительному кубу BS2, а главная оптическая ось роговицы совпадала с оптической осью линзы L6. Схема позиционирования глаза показана на рис. 8.

В голографическом микроскопе представленном на рис. 1. опорный пучок коллимирован, а объектный пучок расходящийся, что вызывает остаточные параболические фазовые искажения на записанной голограмме. Чтобы избежать этого, было предложено использование телецентрической оптики в объектном плече [14]. Однако, поскольку мы не хотели использовать на пути объектного луча никакую дополнительную оптику, кроме оптики человеческого глаза, мы обеспечили схожие углы расходимости опорного и объектного пучков. Это позволило получить равномерно контрастные интерференционные полосы, а также уменьшить угол между объектным и опорным пучками.

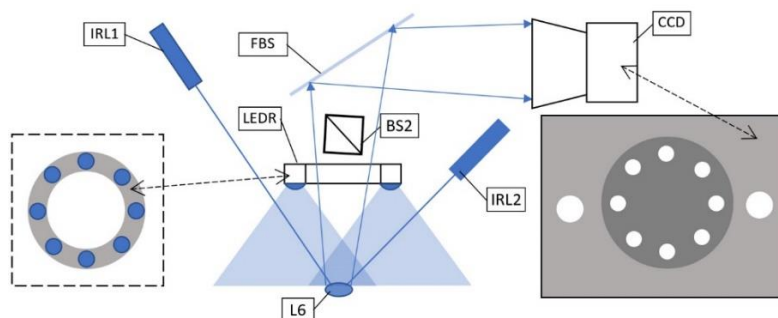


LS — лазер; M1–M5 — зеркала; L1 — фокусирующая линза пространственного фильтра; PH — пинхол; L2 и L3 — коллимирующие линзы пространственного фильтра; NF1 и NF2 — фильтры нейтральной плотности; BS1 и BS2 — неполяризующие светоделительные кубы; A1–A3 — диафрагмы; L4 — конденсор; L5 — линза, регулирующая расходимость опорного пучка; L6 — линза, имитирующая оптическую систему глаза, или живой глаз; T — мишень или живая сетчатка; CMOS — КМОП-камера

Рис. 7. Схема голографического микроскопа визуализации сетчатки

Излучение постоянного лазера LS с длиной волны 543,5 нм направляется зеркалами M1 и M2 на пространственный фильтр, состоящий из линзы L1 и точечной диафрагмы PH. Оно разделяется неполяризующим светоделителем BS1, и два пучка коллимируются отдельно линзами L2 и L3. Интенсивность каждого луча регулируется фильтрами нейтральной плотности NF1 и NF2. Апертуры A1 и A2 позволяют независимо регулировать диаметр каждого луча, а апертура A3 ограничивает обратное рассеяние роговицы в направлении M5. Линза L4 имеет фокусное расстояние 400 мм и действует как конденсор (на рис. 1. подобная линза обозначена как Condenser), поэтому лазерный луч, освещающий мишень T после роговицы и хрусталика глаза, коллимирован. На своем пути этот луч проходит разделитель луча BS2. Луч, отраженный от сетчатки или мишени и содержащий теперь информацию об образце (объектный луч), проходит линзу L6 или оптику человеческого глаза и отражается от делителя луча BS2 к зеркалу M5, которое в свою очередь направляет объектный луч к CMOS-камере. Опорный луч также направляется на КМОП-камеру зеркалами M4 и M5. Угол между опорным и объектным пучками задается, изменяя положения диафрагмы A2 и зеркала M4.

Позиционирование глаза производилось, наблюдая положение мест падения на роговицу двух пучков излучения инфракрасных (ИК) лазеров и отражения от сетчатки изображения кольца ИК светодиодов. Для фиксации положения участника в установке использовалась прикусная планка, перемещаемая при помощи трех-осевого прецизионного позиционера (на рис. 8 не показан). Предварительная калибровка системы позиционирования производилась, фиксируя изображение положения излучения ИК лазеров и светодиодов при наличии в установке линзы L6, а также стального шарика с кривизной равной кривизне роговицы глаза



IRL1 и IRL2 — инфракрасные лазеры; FBS — тонкопленочный светоделитель; CCD — цифровая камера с объективом; LEDR — кольцо инфракрасных светодиодов; BS2 — неполяризирующий светоделитель, как на рис. 7; L6 — линза, имитирующая оптическую систему глаза, или живой глаз, как на рис. 7, или стальной шарик

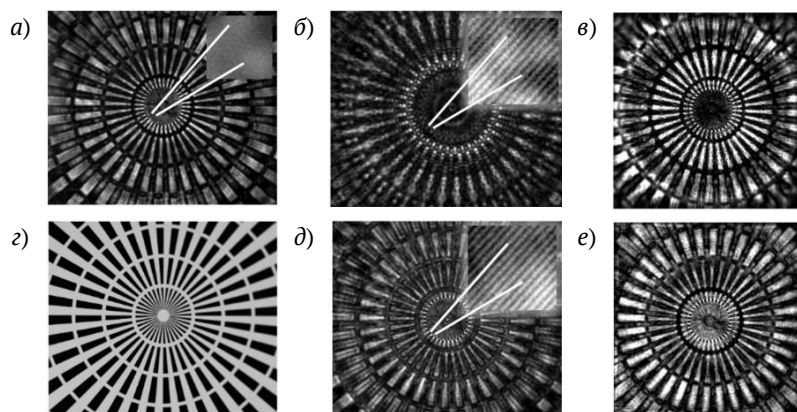
Рис. 8. Схема позиционирования глаза в голографическом микроскопе визуализации сетчатки. Вставка слева — кольцо светодиодов, вид спереди. Вставка справа — представление изображения на мониторе цифровой камеры, темный круг — изображение зрачка участника

участника. Лазеры IRL1, IRL2 и кольцо светодиодов LEDRB отключались во время экспозиции глаза лазером LS.

4. Калибровка цифрового голографического микроскопа визуализации сетчатки

В нашей установке линза L6 имеет фокусное расстояние 16,67 мм, что соответствует фокусному расстоянию оптической системы глаза в воздухе [15]. Для определения характеристик установки мы использовали тестовую мишень R1L1S1P от Thorlabs, содержащую звездообразный участок, состоящий из 36 равных лучей с угловым интервалом в 10° . В центре имеется прозрачное отверстие радиусом 10 мкм, а также 10 прозрачных концентрических окружностей с внутренней окружностью радиусом 50 мкм. На этой мишени мы также использовали секторную сетку с шагом 50 мкм.

Мишень располагалась в различных положениях относительно фокальной плоскости линзы L6 (см. вертикальную ось на рис. 6). Некоторые из изображений, полученных в процессе характеристики, показаны на рис. 9; для сравнения там же показано изображение звездообразной мишени, полученное при помощи микроскопа Olympus BX41 с объективом $\times 20/0,8$ NA UPlanApo с масляным погружением и цифровой камеры Nikon Ri1.



a — Мишень, сфокусированная на матрице камеры; *б* — Изображение мишени, полученное на микроскопе с объективом $20\times 0,8$ NA, погружая мишень в масло; *в* и *г* — Голограммы мишени и их восстановленные амплитуды; *д* — Мишень на расстоянии для -3 Дптр (близорукий глаз), расстояние восстановления 1,22 м; *е* — Мишень на расстоянии для $-1,5$ Дптр (близорукий глаз), расстояние восстановления 0,175 м

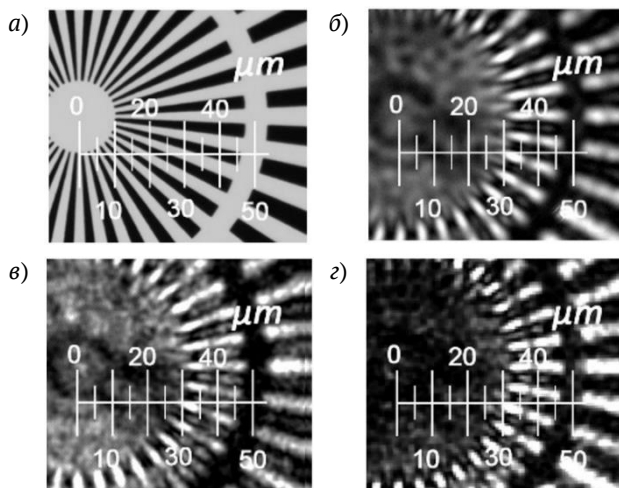
Рис. 9. Изображения звездообразной мишени, полученные при характеристике установки (вставки в изображения, показывают дифракционные полосы, записанные на каждой голограмме)

Мишень, которую мы использовали, представляет собой стеклянную подложку, покрытую хромом и протравленную таким образом, что большая часть мишени прозрачна и ее элементы поглощают свет, поэтому в обычном микроскопе лучи звездообразной мишени кажутся черными (рис. 9б и рис. 10а). В голографическом микроскопе хром отражает свет, поэтому те же элементы мишени выглядят белыми

Для численного восстановления голограммы мы использовали среду MATLAB и процедуры восстановления голограмм, аналогичные описанным в литературе [16, 17]. Также мы применили фильтрацию в пространстве Фурье для удаления нулевого порядка и мнимого изображения, как рекомендовано в работе Куше и др. [18].

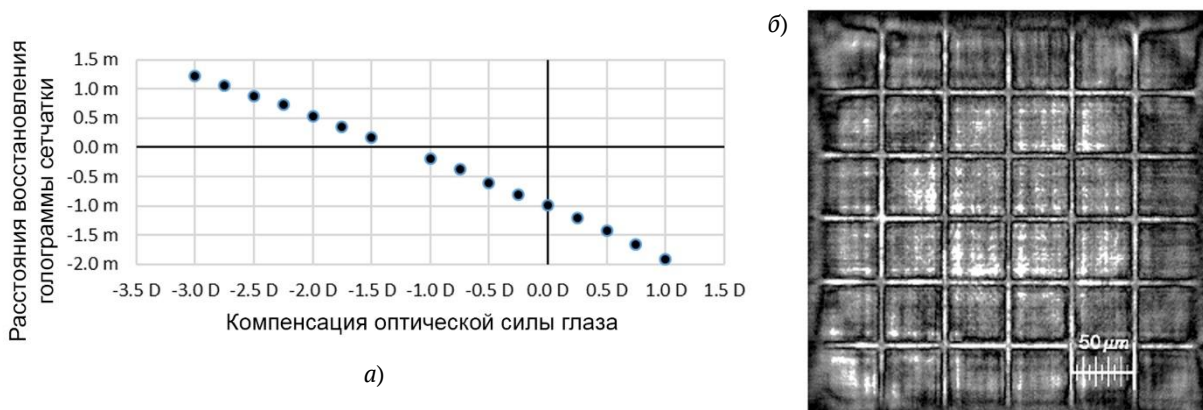
Разрешение нашей установки можно оценить, сравнив изображение звездообразной мишени, полученное в микроскопе с высокой числовой апертурой, с изображением, полученным в нашей системе (рис. 10). Утончающиеся звездные полосы исчезают в нашей системе на расстоянии ≈ 30 мкм от центра мишени; на этой окружности лежат 36 полос равной толщины, так что толщина пересечения полосы с окружностью (радиус 30 мкм) составляет 2,6 мкм. Если мы можем различать такие структуры, то можно утверждать, что разрешение нашего голографического микроскопа по крайней мере не хуже 1,3 мкм.

Расстояние восстановления цифровой голограммы, записанной в нашей установке, зависит от расстояния голографируемого объекта Δf от фокальной плоскости системы «камера-глаз». Поскольку нам известны расстояния сетчатки от фокальной плоскости системы «камера-глаз» для близоруких и дальнозорких глаз (рис. 6), помещая звездообразную мишень Т на соответствующих расстояниях от фокальной плоскости системы «камера-линза L6



а — Изображение звездной мишени, полученное с помощью микроскопа с объективом 40× 1,0 NA, при погружении мишени в масло; б — звездная мишень, сфокусированная на матрице камеры; в — восстановленная голограмма на расстоянии 0,175 м; з — восстановленная голограмма на расстоянии 1,22 м.

Рис. 10. Увеличенные изображения звездной мишени, полученные при характеристике установки



а — Зависимость расстояния восстановления голограммы сетчатки для различных компенсаций оптической силы глаза; б — Восстановленная амплитуда голограммы, записанной на расстоянии 537 мкм (–2,65 Дптр) от фокальной плоскости системы «камера-линза L6 (рис. 7.)»; восстановление выполнено на расстоянии 0,99 м

Рис. 11. Зависимость расстояния восстановления голограмм сетчатки от компенсации оптической силы глаза; пример восстановления голограмма мишени-сетки на установленном расстоянии

(рис. 7.)» были записаны голограммы мишени. Найдя оптимальные расстояния восстановления сфокусированного изображения звездообразной мишени для каждого положения мишени относительно плоскости фокусировки системы «камера-линза L6» мы определили оптимальные расстояния восстановления голограммы сетчатки для различного типа глаз.

Найденные расстояния восстановления сфокусированного изображения для различного типа глаз показаны на рис. 11а. Для установления масштаба реконструированного изображения для голограмм, записанных в нашей системе, удобно использовать голограммы секторной сетки с шагом 50 мкм. Это позволяет получить равномерный масштаб по всей площади

восстановленной голограммы, и геометрические искажения, если таковые имеются, легко идентифицируются. Следует отметить, что график приведенный на рис. 11 соответствует расстоянию между матрицей КМОП камеры и линзой L6 (рис. 7) равному 775 мм; при изменении этого расстояния необходима новая характеристика установки.

5. Запись и восстановление голограмм сетчатки глаза

После проведения определения характеристик установки линза L6 и мишень Т (рис. 7) были удалены, и глаз участника был позиционирован точно в положении линзы L6. У участника была миопия $-2,65$ Дптр, поэтому положение его сетчатки относительно фокальной плоскости оптики системы «камера-глаз» составляло ≈ 537 мкм (рис. 6). А1 была установлена на диаметр 13 мм, а А3 — примерно на 3 мм. Голограммы глаза были записаны при времени экспозиции 15 мс и мощности лазера 0,25 мВт, что значительно ниже порогов безопасного воздействия лазерного излучения используемой длиной волны на глаз, определенных Австралийскими стандартами безопасности [19], особенно с учетом того, что лазером освещается большая область сетчатки, чем специфицировано для такой дозы облучения в данном документе. Расширение зрачка глаза не использовалось, что отличается от обычной практики визуализации сетчатки другим оборудованием. В качестве КМОП-камеры мы использовали камеру Andor Zyla 5.5 USB 3.0 со следующими параметрами: размер матрицы — $16,6 \times 14,0$ мм; массив пикселей — 2560×2160 (Ш \times В); размер пикселя — $6,5 \times 6,5$ мкм; шум считывания (e^-) — 2,4.

Записанная голограмма представлена на рис. 12. Нефильтрованное амплитудное изображение восстановленной голограммы показано на рис. 13а. Для того чтобы оценить шум системы записи, мы также выполнили процедуру восстановления изображения голограммы, записанной при отсутствии глаза в системе (рис. 13б).

Восстановление амплитуды голограммы, в соответствии с параметрами системы, показанными на рис. 11а. для близорукости участника $-2,65$ Дптр, была выполнена на расстоянии 0,99 м от плоскости голограммы.

Поскольку сетчатка глаза участника находилась за фокальной плоскостью системы, действительное изображение располагается в левом верхнем углу восстановленной голограммы, как на рис. 3. Применение фильтра-окна Тьюки [18] значительно улучшило качество реконструкции голограммы (рис. 14.) за счет фильтрации мнимого изображения и изображения нулевого порядка. Колбочки сетчатки заметны на увеличенном изображении, несмотря на отсутствие расширения зрачка.

Для сравнения, на рис. 14. также показана структура фовеальных колбочек, полученная с помощью офтальмоскопии с адаптивной оптикой (AOSLO) [20]. Уже наши первые голографические изображения сетчатки были сравнимы с изображениями, полученными с помощью гораздо более сложных и хорошо развитых систем AOSLO, и получены за одну экспозицию и без сканирования глазного дна.

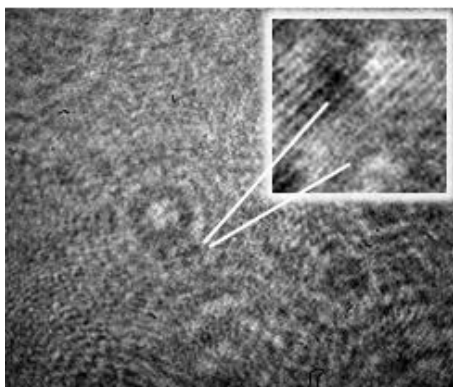
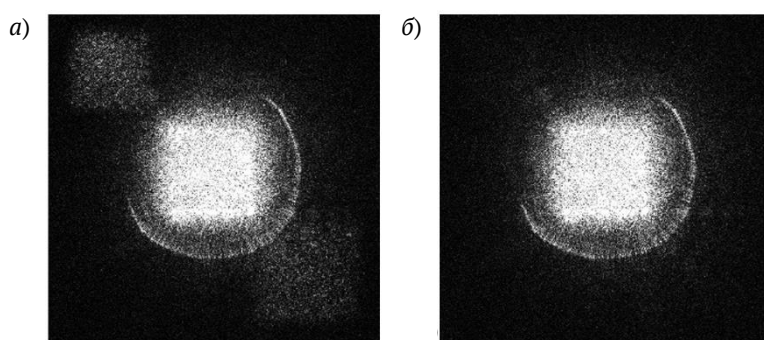


Рис. 12. Голограмма сетчатки живого глаза. На вставке — увеличенное изображение показывающее наличие интерференционных полос



а — Восстановление голограммы, показанной на рис. 11., без фильтров домена Фурье; *б* — Восстановление изображения, записанного при отсутствии глаза в системе

Рис. 13. Изображения восстановленных амплитуд голограмм

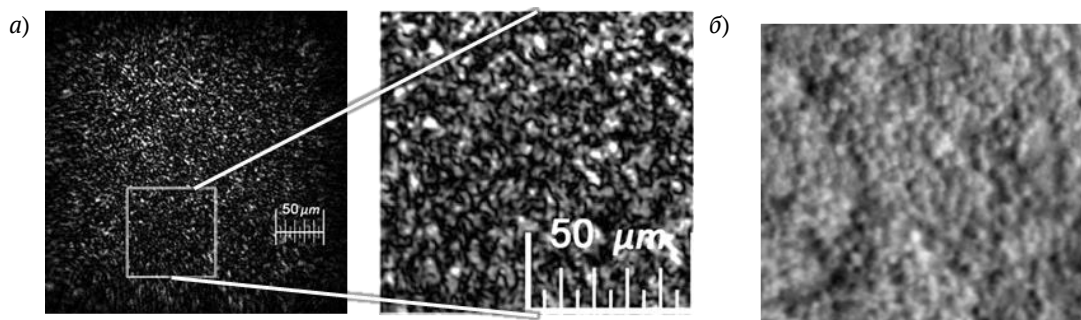
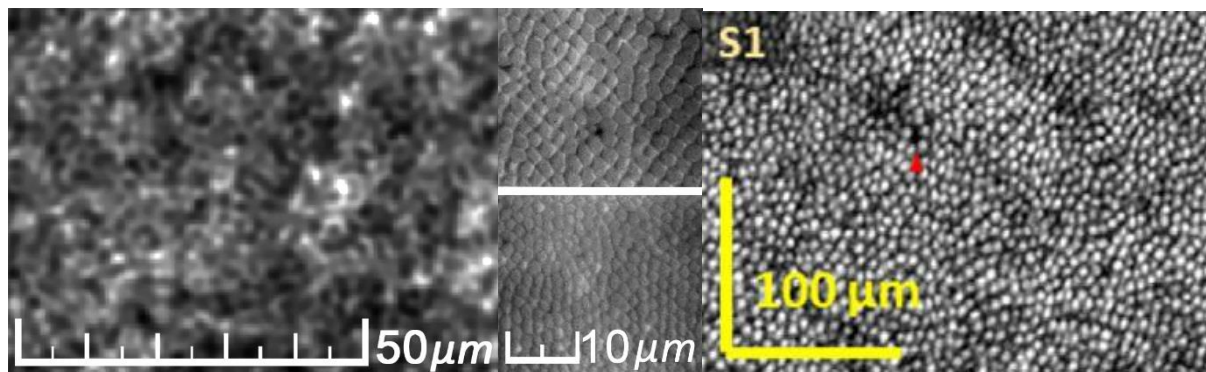


Рис. 14. Восстановление амплитуды цифровой голограммы сетчатки с фильтрацией изображения нулевого порядка и мнимого изображения (*а*) и изображения колбочек сетчатки, полученные с помощью сканирующей световой офтальмоскопии с адаптивной оптикой (*б*) [20, рис. 5]

Далее, лазер в установке был заменен на лазер с большей длиной когерентности — Cobalt Samba 04 (532 нм, 50 мВт), а камера помещена ближе к сетчатке глаза — на расстоянии 670 мм. Применяя вышеизложенные методики характеристики установки, записи и восстановления голограмм сетчатки, нами было получено изображение восстановленной голограммы сетчатки с различными гексагональными структурами. Изображения подобных структур были ранее получены при исследовании неживой ткани сетчатки человеческого глаза [21]. На



Слева — восстановленное голографическое изображение, полученное при помощи нынешней установки; посередине — микроскопическое изображение неживой сетчатки [21, рис. 2]; справа — изображение живой сетчатки, полученное на установке АО-ОСТ [22, рис. 5]

Рис. 15. Изображения слоя фоторецепторов человеческого глаза, полученные различными методами.

наших изображениях фоторецепторы выглядят как темные пятна, и их форма похожа на форму фоторецепторов на посмертных микроскопических изображениях сетчатки, в то время как системы оптической когерентной томографии с адаптивной оптикой (АО-ОСТ) показывают живые фоторецепторы как яркие точки. На рис. 15 показана одно из наших последних изображений сетчатки полученное из голограммы записанной и восстановленной по вышеприведенной методике; для сравнения там же приведены изображения неживой сетчатки и изображение живой сетчатки полученное на установке АО-ОСТ [22].

Заключение

Впервые методами внеосевой цифровой голографии были получены изображения гексагональной формы колбочек сетчатки живого глаза.

Благодарность

Исследование было поддержано грантом Australian Research Council Discovery Grant DP190103069.

Список источников

- [1] **Masters, B. R.** [Optical devices in Ophthalmology and Optometry: technology, design principles and clinical applications](#) / B. R. Masters // Journal of Biomedical Optics. — 2014. — Vol. 19. — № 7. — P. 079901.
- [2] **DeHoog, E.** [Fundus camera systems: a comparative analysis](#) / E. DeHoog and J. Schwiegerling // Applied Optics. — 2009. — Vol. 48. — № 2. — P. 221–228.
- [3] **Kotecha, A.** Ultrastructural Imaging / A. Kotecha, G. Roberti, F. Fitzke // Glaucoma (Second Edition). — 2015. — Vol. 1. — P. 666–673.
- [4] **Campbell, J. P.** [Detailed vascular anatomy of the human retina by projection-resolved optical coherence tomography angiography](#) / J. P. Campbell, M. Zhang, T. S. Hwang, S. T. Bailey, D. J. Wilson, Y. Jia, D. Huang // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7. — P. 42201.
- [5] **Tokuda, A. R.** [Holocamera for 3-D micrography of the alert human eye](#) / A. R. Tokuda, D. C. Auth, A. P. Bruckner // Applied Optics. — 1980. — Vol. 19. — № 13. — P. 2219–2225.

- [6] **Puyo, L.** [In vivo laser Doppler holography of the human retina](#) / L. Puyo, M. Paques, M. Fink, J.-A. Sabel, M. Atlan // Biomedical Optics Express. — 2018. — Vol. 9. — № 9. — P. 4113–4129.
- [7] **Puyo, L.** [Ultrafast digital holography for in vivo retinal blood flow imaging and assessment of flow resistance](#) / L. Puyo, M. Paques, M. Fink, J.-A. Sabel, M. Atlan // Digital Holography and Three-Dimensional Imaging 2019. — OSA Technical Digest, 2019 — P. Tv1A.2.
- [8] **Rivet, J.** [Motion compensation in digital holography for retinal imaging](#) / J. Rivet, G. Tochon, S. Meimon, M. Paques, T. Géraud, M. Atlan // IEEE 16th International Symposium on Biomedical Imaging (ISBI 2019). — 2019. — P. 1428–1431.
- [9] **Hillmann, D.** [Aberration-free volumetric high-speed imaging of in vivo retina](#) / D. Hillmann, H. Spahr, C. Hain, H. Sudkamp, G. Franke, C. Pfäffle, C. Winter // Scientific Reports. — 2016 — Vol. 6. — P. 35209.
- [10] **Захаровас, С.** Цифровой голографический микроскоп для записи структур сетчатки глаза человека в живую / С. Захаровас, М. Сухеймат, Д. А. Атчисон, Э. Дж. Ламберт // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям: Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 246–252.
- [11] **Zacharovas, S.** [Digital holographic microscope for human eye retinal structures recording in vivo](#) / S. Zacharovas, M. Suheimat, D. A. Atchison, A. J. Lambert // Applied Optics. — 2021. — Vol. 60. — № 4. — P. A173–A178.
- [12] **Van Ligten, R.** [Holographic Microscopy](#) / R. Van Ligten, H. Osterberg // Nature. — 1966. — Vol. 211. — P. 282–283.
- [13] **Cuche, E.** [Simultaneous amplitude-contrast and quantitative phase-contrast microscopy by numerical reconstruction of Fresnel off-axis holograms](#) / E. Cuche, P. Marquet, C. Depeursinge // Applied Optics. — 1999. — Vol. 38. — №. 34. — P. 6994–7001.
- [14] **Sánchez-Ortiga, E.** [Digital holographic microscopy with pure-optical spherical phase compensation](#) / E. Sánchez-Ortiga, P. Ferraro, M. Martínez-Corral, G. Saavedra, A. Doblaz // Journal of the Optical Society of America A. — 2011. — Vol. 28. — № 7. — P. 1410–1417.
- [15] **Atchison, D. A.** [Optics of the human eye](#) / D. A. Atchison and G. Smith. — Oxford : Butterworth-Heinemann, 2000. — P. 253–254.
- [16] **Seifi, M.** HoloRec3D: A free Matlab toolbox for digital holography / M. Seifi, C. Fournier, L. Denis. — 2012. — P. ffujm-00749137f.
- [17] **Latychevskaia, T.** Reconstruction of off-axis hologram / URL: <https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/71477-reconstruction-of-off-axis-hologram>
- [18] **Cuche, E.** [Spatial filtering for zero-order and twin-image elimination in digital off-axis holography](#) / E. Cuche, P. Marquet, C. Depeursinge // Applied Optics. — 2000. — Vol. 39. — № 23. — P. 4070–4075.
- [19] **Standards Australia** / Standards New Zealand. Safety of laser products, AS/NZS IEC 60825.1:2014 / URL: <https://www.standards.org.au/standards-catalogue/sa-snz/publicsafety/sf-019/as-slash-nzs--iec--60825-dot-1-colon-2014>
- [20] **Langlo, C. S.** Repeatability and longitudinal assessment of foveal cone structure in Cngb3-associated achromatopsia / C. S. Langlo, L. R. Erker, M. Parker, E. J. Patterson, B. P. Higgins, P. Summerfelt, M. M. Razeen, F. T. Collison, G. A. Fishman, C. N. Kay, J. Zhang, R. G. Weleber, P. Yang, M. E. Pennesi, B. L. Lam, J. D. Chulay, A. Dubra, W. W. Hauswirth, D. J. Wilson, J. Carroll // Retina. — 2017. — Vol. 37. — P. 1956–1966.
- [21] **Curcio, C. A.** Human photoreceptor topography / C. A. Curcio, K. R. Sloan, R. E. Kalina, A. E. Hendrickson // The Journal of Comparative Neurology. — 1990. — Vol. 292. — P. 497–523.
- [22] **Zhang, F.** [Revealing how color vision phenotype and genotype manifest in individual cone cells](#) / F. Zhang, K. Kurokawa, M. T. Bernucci, H. W. Jung, A. Lassoued, J. A. Crowell, J. Neitz, M. Neitz, D. T. Miller // Investigative Ophthalmology & Visual Science February. — 2021. — Vol. 62. — № 2. — P. 1–15.

Методика измерений радиусов кривизны и формы сферических поверхностей линз и зеркал, в том числе пробных стекол, на основе использования аттестованных отражательных амплитудных синтезированных голограмм в качестве оптических образцов

В. И. Курт, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. И. Садрутдинов, Е. В. Яковлев

АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики»,
Казань, Россия

В докладе представлена методика измерений радиусов кривизны и формы сферических поверхностей линз и зеркал на основе использования синтезированных голограмм (СГ) в качестве оптических образцов. Показано, что в данном случае применение амплитудных отражательных СГ позволяет изготавливать их с предельно высокой точностью.

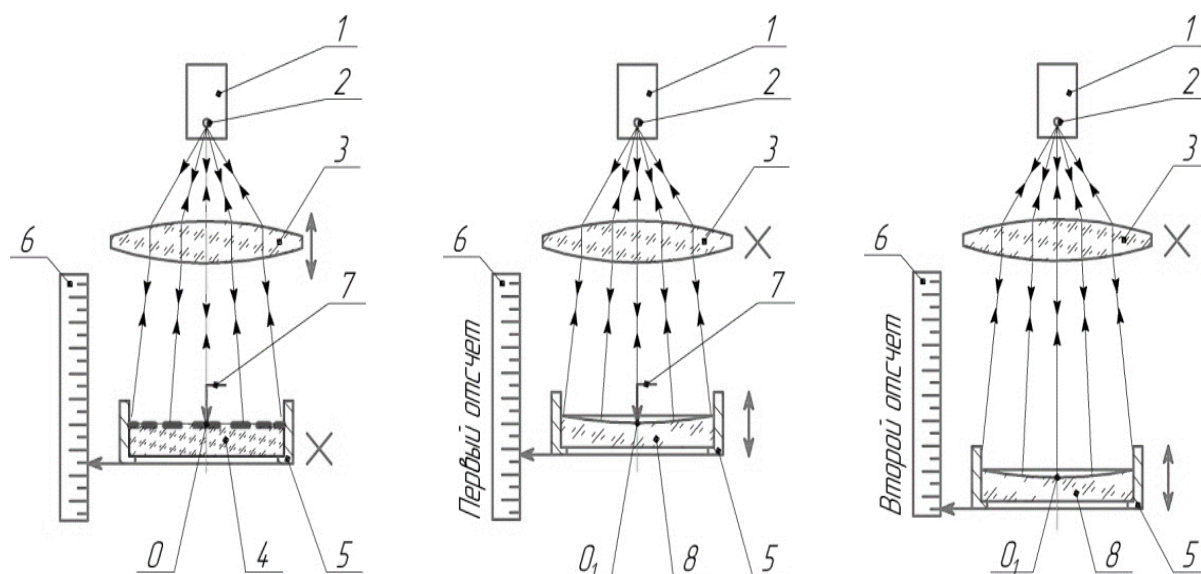
Ключевые слова: радиусы кривизны сферических поверхностей, синтезированная отражательная амплитудная голограмма, кольцевая дифракционная структура, основные пробные стекла, общие и местные дефекты оптической поверхности, подложка голограммы.

Цитирование: Курт, В. И. Методика измерений радиусов кривизны и формы сферических поверхностей линз и зеркал, в том числе пробных стекол, на основе использования аттестованных отражательных амплитудных синтезированных голограмм в качестве оптических образцов / В. И. Курт, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. И. Садрутдинов, Е. В. Яковлев // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 149–152.

В современном оптическом производстве используется множество традиционных методов и средств измерений радиусов кривизны и формы (N , ΔN) сферических поверхностей. Их можно разделить на две группы: контактные (рабочие пробные стёкла и профилометры) и бесконтактные (лазерные дальнометры и интерферометры). Общим их недостатком, как правило, являются трудности поверки и калибровки. Так, например, многие предприятия имеют большой накопленный за долгие годы производственной деятельности арсенал сферических основных пробных стёкол (ОПС), но не имеют практической возможности выполнять требования ГОСТ по их регулярной (с периодичностью 5 лет) аттестации [1].

В докладе подробно излагается методика измерений радиусов кривизны и формы сферических поверхностей, основанная на использовании осевых СГ в качестве оптических образцов [2–4].

На рис. 1 приведены условно основные оптические узлы и компоненты измерительной установки и их взаимодействие в процессе выполнения трёх основных этапов процедуры измерения радиуса кривизны вогнутой сферической поверхности контролируемой оптической детали 8.



а) в юстировочный узел установлена СГ, формирующая сходящийся сферический волновой фронт

б) в юстировочный узел установлена контролируемая деталь

в) контролируемая деталь в положении наилучшей установки (автоколлимация)

1 – контрольный прибор, 2 – монохроматический точечный источник света, 3 – дискретно перестраиваемый (сменный) автоколлиматор, 4 – образцовый оптический элемент в виде отражательной СГ, 5 – юстировочный узел, 6 – измеритель линейных перемещений, 7 – чувствительный щуп, 8 – контролируемая оптическая деталь, O – центр СГ (оптический центр образцового оптического элемента 4), O₁ – геометрический центр рабочей поверхности контролируемой оптической детали 8

Примечание: символ «X» означает фиксированное положение юстировочного узла 5 или автоколлиматора 3, символ «↕» означает возможность перемещения автоколлиматора 3 или узла 5 вдоль оптической оси

Рис. 1. Упрощённая принципиальная оптическая схема устройства для измерения радиусов кривизны сферических поверхностей

На первом этапе производится настройка схемы с целью достижения автоколлимации путём перемещения автоколлиматора 3 при фиксированном положении юстировочного узла 5 с установленной в нём образцовой отражательной СГ 4 (рис. 1а).

В контрольном приборе 1 получается автоколлимационное изображение монохроматического точечного источника 2 с помощью образцовой отражательной СГ 4, формирующей сходящийся сферический волновой фронт.

На втором этапе чувствительный щуп 7 прикасается к центру O отражательной СГ 4, фиксируя в пространстве положение центра O. Затем СГ 4 удаляется из юстировочного узла 5, а в узел 5 устанавливается контролируемая оптическая деталь 8, центр которой O₁ приводится в соприкосновение со щупом 7, и снимается первый отсчёт по показаниям измерителя линейных перемещений 6 (рис. 1б).

На третьем этапе получается автоколлимация от вогнутой сферической поверхности контролируемой оптической детали 8 путём соответствующего перемещения узла 5 вдоль оптической оси автоколлиматора 3, и снимается второй отсчёт (рис. 1в).

При этом разность между вторым и первым отсчётами даёт величину и знак отступления фактического радиуса кривизны вогнутой сферической поверхности контролируемой оптической детали δ от его номинального значения. На рис. 1 видно, что в данном случае радиус кривизны вогнутой сферической поверхности контролируемой оптической детали δ больше своего номинального значения.

Аналогично изложенному осуществляется измерение радиусов кривизны выпуклых сферических поверхностей линз и зеркал, в том числе пробных стёкол.

Показано, что в данном случае применение амплитудных отражательных СГ позволяет изготавливать их с предельно высокой точностью за счёт исключения влияния оптических дефектов материала подложки, а также существенного снижения зависимости результатов измерений от углов падения лучей на СГ. Здесь имеют место только два источника погрешностей: общие и местные дефекты плоской рабочей поверхности подложки СГ (N , ΔN) и погрешности нанесения на эту поверхность штрихов рассчитанной кольцевой дифракционной структуры СГ. Выявление этих погрешностей возможно с помощью аттестованного плоского пробного стекла или интерферометра [5] и известных поверенных средств линейных измерений. Следует добавить, что с помощью соответствующей пары ОПС достаточно высокого класса сопряжения также можно выявить дефекты аттестуемой СГ путём измерения с её помощью радиусов кривизны выпуклого и вогнутого сферических ОПС данного номинала. Их различие (если таковое обнаруживается) обусловлено только погрешностями расчёта и изготовления СГ, так как предельно высокое сопряжение пары ОПС гарантирует полное равенство их радиусов кривизны и строгую сферичность формы их рабочих поверхностей [6–8]. Также в докладе оценивается относительный вклад и других источников погрешностей измерений радиусов кривизны вогнутых и выпуклых сферических поверхностей линз и зеркал, в том числе измерителя линейных перемещений и системы настройки автоколлимационного хода лучей.

В докладе утверждается, что изложенная методика измерений радиусов кривизны сферических поверхностей линз и зеркал, в том числе пробных стёкол, обеспечивает потребности современного отечественного оптического производства по точности, надежности и производительности измерений. Практическую реализацию этой методики целесообразно осуществить путём создания специализированной поверочной установки с комплектом эталонных наборов, включающих паспортизованные осевые СГ и пары ОПС, соответствующих номинальных радиусов [3, 9]. Важно отметить, что размеры реализующей данную методику измерительной установки не зависят от диапазона измеряемых радиусов кривизны, так как непосредственно производится измерение не радиуса кривизны, а его отклонение от номинала.

Список источников

- [1] ГОСТ 2786–82. Стекла пробные для проверки радиусов и формы сферических оптических поверхностей. Технические условия. — Введ. 01.01.1984. — М. : Издательство стандартов, 1982.

- [2] **Лукин, А. В.** Основные пробные стекла: две новые и актуальные возможности их реализации в оптических технологиях / А. В. Лукин, А. Н. Мельников // Фотоника. — 2020. — Том 14. — № 1. — С. 68–74.
- [3] **Лукин, А. В.** Объединенные метрологические возможности осевых синтезированных голограмм и эталонных пробных стекол для поверки и калибровки средств измерений / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, В. И. Курт // НОЛОЕХРО 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 13–14.
- [4] **Патент № 2746940 РФ.** Голографическое устройство для измерения радиусов кривизны сферических поверхностей / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, В. И. Курт, А. И. Садрутдинов. — Оpubл. 22.04.2021.
- [5] **ГОСТ Р 8.744–2011 / ISO / TR 14999–3:2005.** Государственная система обеспечения единства измерений. Оптика и фотоника. Интерференционные измерения оптических элементов и систем. Часть 3. Калибровка и аттестация интерферометров, методика измерений оптических волновых фронтов. — Введ. 01.03.2013. — М. : Стандартинформ, 2013.
- [6] **Максутов, Д. Д.** Изготовление и исследование астрономической оптики / Д. Д. Максутов. — М. : Наука, 1984. — 272 с. — С. 16–18.
- [7] **Зубаков, В. Г.** Технология оптических деталей: Учебник для студентов оптических специальностей ВУЗов / В. Г. Зубаков, М. Н. Семибратов, С. К. Штандель / Под ред. М. Н. Семибратова. — М. : Машиностроение, 1985. — 368 с.
- [8] **Шуберт, И.** Справочник по точной оптике / И. Шуберт. — Райне: ИМПЕКС Хай-Тек ГмбХ, 2014. — 265 с.
- [9] **Лукин, А. В.** Метрологическая поверочная установка на основе использования комплекта эталонных наборов в составе осевой синтезированной голограммы и пары основных пробных стекол с предельно высоким сопряжением / А. В. Лукин, В. И. Курт, А. Н. Мельников, А. И. Садрутдинов, А. А. Янковский // Сб. трудов XIV Международной конференции «Прикладная оптика–2020» Международного оптического конгресса «Оптика–XXI век», г. Санкт-Петербург, 15–18 декабря 2020 г. Т. 2. Секция 5. Метрология, стенды. — СПб. : Оптическое общество им. Д. С. Рождественского, 2020. — С. 42–46.

ДОЭ для формирования вихревого пучка с ультравысоким топологическим зарядом

С. В. Ганчевская¹, Р. В. Скиданов², В. В. Котляр^{1, 2}

¹ Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Самара, Россия

Проведен расчет дифракционного оптического элемента для формирования вихревого пучка с ультравысоким топологическим зарядом ($n = 2000$). Значение топологического заряда выбрано из технологических соображений как предельное, которое возможно получить при использовании прямой лазерной записи по тонким металлическим пленкам. Элемент диаметром 20 мм изготовлен на кварцевой подложке. Проведен эксперимент, в котором сформированный вихревой пучок зарегистрирован методом съемки с экрана. Измерен топологический заряд вихревой пучка с использованием цилиндрической линзы, и посчитано число полос в фокальной плоскости на малом участке с последующей экстраполяцией. Эта методика дала значение топологического заряда 2018, что совпадает с расчетными данными в рамках ошибки измерения.

Ключевые слова: вихревой пучок, топологический заряд, дифракционный оптический элемент.

Цитирование: Ганчевская, С. В. ДОЭ для формирования вихревого пучка с ультравысоким топологическим зарядом / С. В. Ганчевская, Р. В. Скиданов, В. В. Котляр // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 153–158.

Введение

Вихревые световые пучки используются во многих областях науки, таких как оптическая микроманипуляция, оптическая связь, микроскопия [1–3]. Например, в оптической связи или в оптической микроманипуляции предпочтительно использование вихревых пучков с высоким топологическим зарядом. Вихревые пучки с высоким топологическим зарядом формируются с использованием нескольких подходов. В работе [3] сформирован вихревой пучок с топологическим зарядом $n = 100$ с помощью метаповерхностного ОАМ-лазера. В [4] получен вихревой пучок с топологическим зарядом $n = 200$ путем преобразования мод Гаусса — Эрмита высокого порядка в моды Гаусса — Лагерра. В [5] сформирован пучок с топологическим зарядом около 10000, используя спиральную фазовую пластину. В [6] вихревой пучок с топологическим зарядом около $n = 600$ получили с использованием пространственного модулятора света. Однако в работе [5], в которой получено наибольшее значение топологического заряда, для формирования пучка используется довольно сложный технологический элемент — отражающая спиральная фазовая пластина, которую сложно изготовить. В настоящей статье рассматривается формирование вихревого светового пучка с высоким топологическим зарядом с использованием спирального бинарного аксикона, изготовленного по технологии фотолитографии. Топологический заряд оценен по методу, представленному в [7].

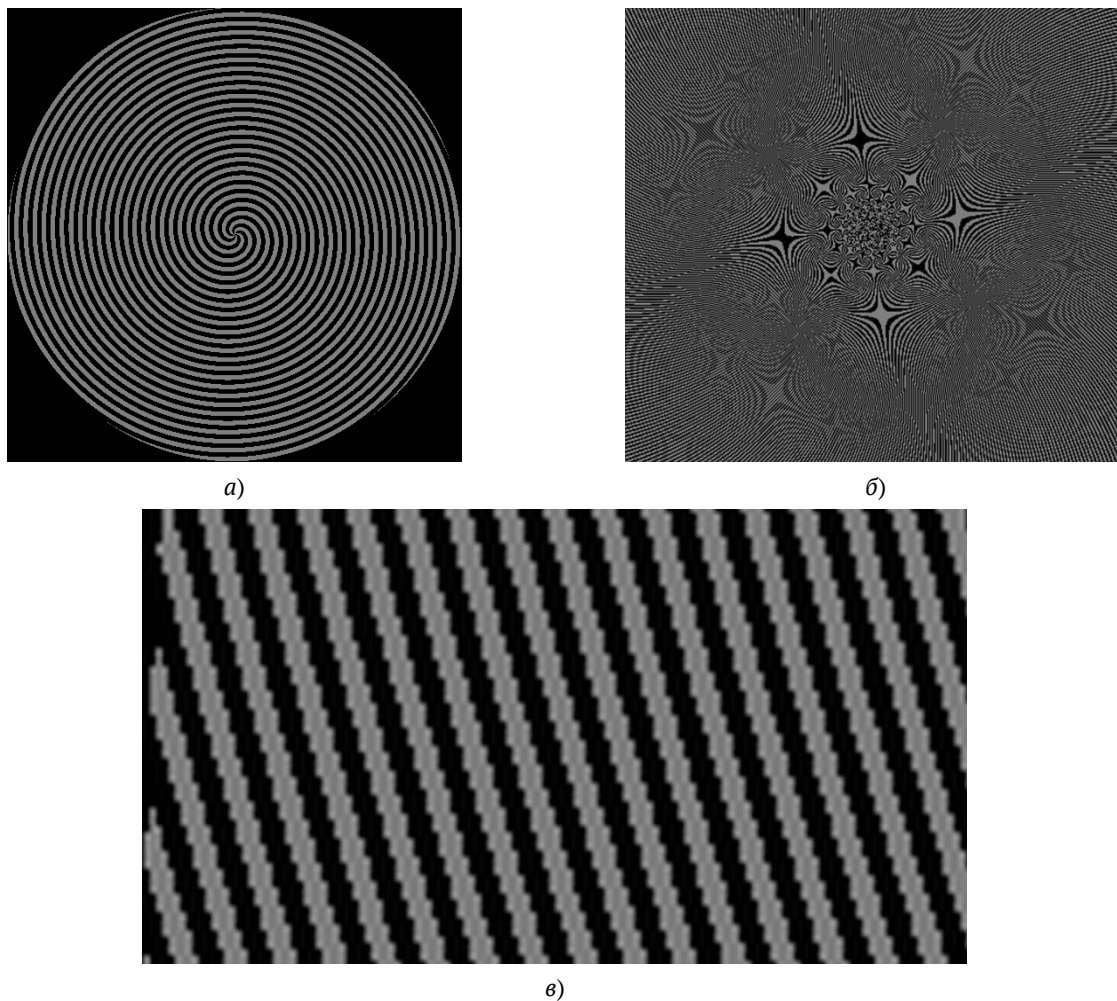


Рис. 1. Фазовая функция спирального аксикона для формирования вихревого пучка с топологическим зарядом $n = 5$ (а), центральный участок фазовой функции спирального аксикона (общий диаметр 4,1 мм) размером 0,5 мм для формирования вихревого пучка с топологическим зарядом $n = 2000$ (б), краевой участок фазовой функции спирального аксикона шириной 0,1 мм для формирования вихревого пучка с топологическим зарядом $n = 2000$

1. Моделирование спирального бинарного аксикона и его изготовление методом фотолитографии

Для формирования вихревого пучка с топологическим зарядом $n = 2000$ использовался спиральный аксикон. На рис. 1а для примера показана фазовая функция бинарного аксикона для формирования пучка с топологическим зарядом $n = 5$. Для аксикона, формирующего вихревой пучок с топологическим зарядом $n = 2000$, нет смысла приводить изображение фазовой функции всего аксикона, поскольку из-за малости периода она будет выглядеть как серый круг. На рис. 1б приведен центральный участок фазовой функции аксикона размером 0,5 мм, а на рис. 1в — краевой участок шириной 100 мкм.

Из рис. 1в видно, что на краю спирального аксикона линии довольно хорошо прописались (период 6 мкм). Фазовая функция рассчитывалась с разрешением 1 мкм на 1 пиксель, который обеспечивает технология фотолитографии.

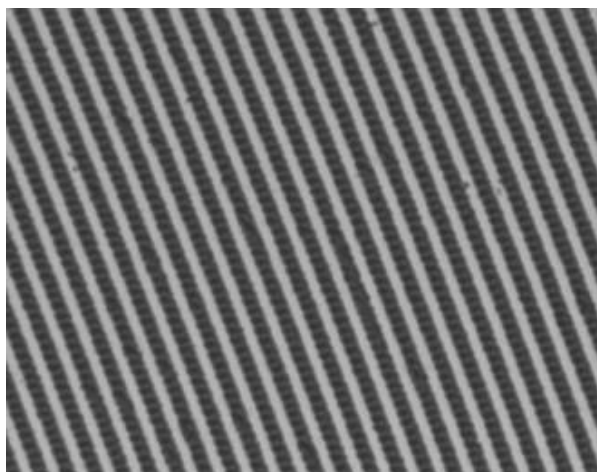


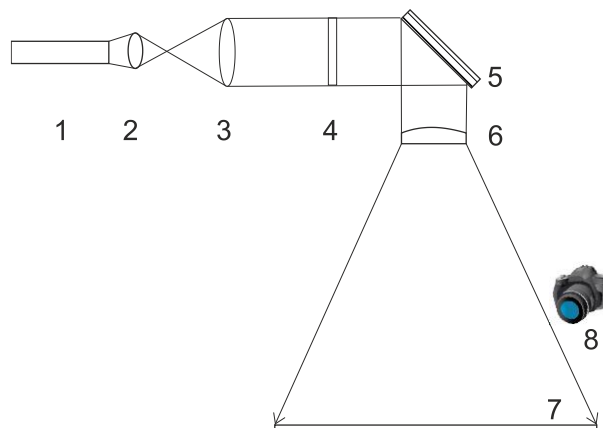
Рис. 2. Вид краевого участка аксикона, изготовленного прямой лазерной записью по хрому

2. Эксперимент по формированию вихревого пучка с топологическим зарядом $n = 2000$ спиральным бинарным аксиконом

Амплитудный спиральный аксикон изготавливался методом прямой лазерной записи по тонкой пленке хрома. На рис. 2 представлены участки аксикона, снятый оптическим микроскопом с числовой апертурой микрообъектива 0,2 (различимы детали размером около 1 мкм), который примерно соответствует участку фазовой функции на рис. 1в. Как видно из рис. 2а в центре аксикона наблюдается стохастическая картина. На рис. 2б на краевом участке полосы аксикона четко прописаны, более того, за счет аппаратного сглаживания даже несколько лучше, чем в фазовой функции (исчезли «пилообразные» края). Диаметр центральной части, в которой полосы аксикона не прописаны, составляет примерно 6 мм. Таким образом, площадь не прописанного участка составляет около 10% от площади аксикона, следовательно, этот участок не должен оказывать существенное влияние на формирование вихревого пучка.

Для проведения эксперимента собрана оптическая схема, представленная на рис. 3. Топологический заряд сформированного пучка определялся по методу, описанному в [7]. Ввиду большого топологического заряда и, соответственно, большого количества полос в картине (2000), формируемой цилиндрической линзой, для их успешной регистрации экран был отодвинут на 5 м от основной оптической схемы.

Распределение интенсивности на экране регистрировалось цифровым фотоаппаратом Sony A58 с разрешением матрицы 5456×3632 . Даже с учетом этого разрешения одновременно зарегистрировать все 2000 полос четко не получилось. Регистрировались отдельные участки, в которых полосы хорошо различимы, а затем результат экстраполировался на общую длину распределения интенсивности.



1 — лазер, 2 и 3 — линзы коллиматора, 4 — спиральный аксикон, 5 — поворотное зеркало, 6 — цилиндрическая линза, 7 — экран, 8 — цифровой фотоаппарат

Рис. 3. Оптическая схема эксперимента

На рис. 4а представлено изображение вихревого пучка, снятое на экране без цилиндрической линзы, на рис. 4б — изображение распределения, формируемого с цилиндрической линзой. На рис. 4в показан увеличенный участок, снятый вблизи точки 1, где хорошо видны темные и светлые полосы с масштабом в виде линейки. На рис. 4г представлен участок большей площади, на котором видно, что полосы становятся более узкими. На рис. 4д полосы показаны крупным планом.

К сожалению, из-за наличия нулевого порядка (яркая линия на рис. 4б) напрямую подсчитать полосы не представляется возможным, поэтому оценивалось их количество на основании измеренной ширины полос.

По изображениям отдельных участков подсчитывалось количество полос и определялась средняя ширина полосы, затем было посчитано сколько полос уложится на отрезок от точки 1 до точки 2. Длина отрезка от точки 1 до точки 2 составляет 1370 мм. Период полос на начальном участке составлял около 1 мм, а на расстоянии 120 мм от точки 1 ширина полос составила 0,65 мм и на дальнейшем удалении почти не изменялась. Таким образом, на отрезке длиной 1130 мм (на участке 100 мм от точки 1 до 120 мм от точки 2) укладывается 1740 полос. Полосы на участках длиной 120 мм возле точек 1 и 2 посчитаны напрямую и составляют 137 и 141 полосу соответственно. Оценка количества полос от точки 1 до точки 2 равна 2018, что хорошо согласуется с топологическим зарядом пучка ($n = 2000$). Некоторое превышение над 2000 наблюдается, очевидно, из-за того, что ширина полос к центру распределения еще немного сужается.

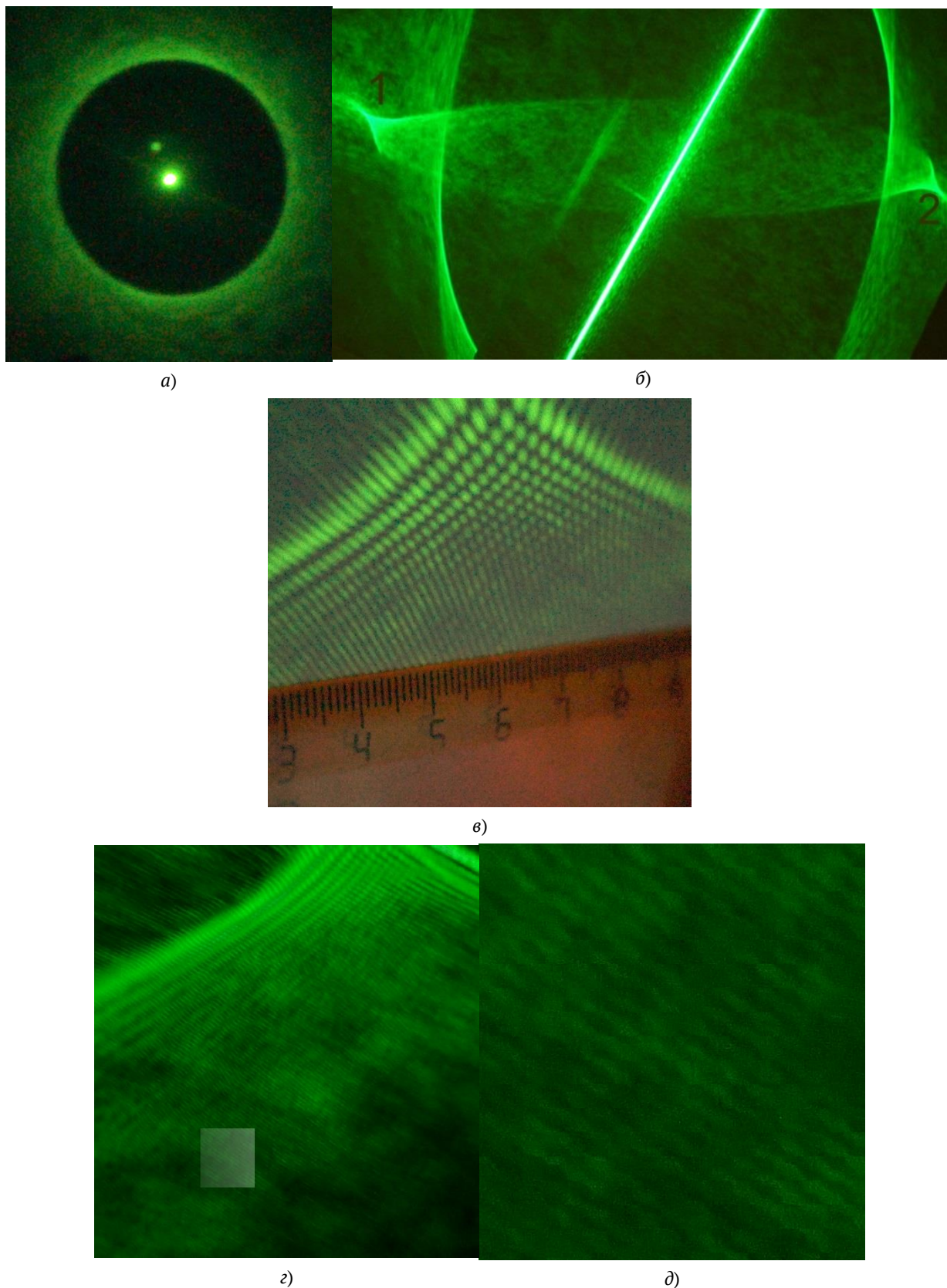


Рис. 4. Изображение вихревого пучка, снятое на экране без цилиндрической линзы (а), изображение распределения, формируемого с цилиндрической линзой (б), увеличенный участок, снятый вблизи точки 1 (в), участок большего размера возле точки 1 (г), крупный план полос на расстоянии 120 мм от точки 1 (место отмечено светлым квадратом в г) (д)

Следует заметить, что возможности бинарной технологии позволяют сформировать вихрь с более высоким топологическим зарядом. Сформированный и описанный в статье аксикон имеет диаметр 20 мкм, следовательно, на краю аксикона период полос составляет около 6 мкм. Ближе к центру период полос становится менее 2 мкм, и появляется хаотичная картина, представленная на рис. 1б. Для увеличения генерируемого топологического заряда необходимо увеличивать диаметр спирального аксикона. Так, удвоение диаметра даст возможность формирования вихревого пучка с топологическим зарядом $n = 4000$ и т. д.

Заключение

Методом прямой лазерной записи успешно изготовлен амплитудный бинарный спиральный аксикон для формирования вихревого пучка с топологическим зарядом $n = 2000$. Проведенный эксперимент с бинарным спиральным аксиконом показал, что несмотря на участок в центре (около 10% от общей площади аксикона), где фазовая функция не прописана из-за недостатка разрешения, вихревой пучок с высоким топологическим зарядом успешно формируется. Оценка показала 2018 полос, что хорошо согласуется с топологическим зарядом пучка ($n = 2000$). Поскольку технология формирования бинарных элементов относительно проста, такой метод формирования вихревых пучков имеет перспективы для практического использования.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-69-47110.

Список источников

- [1] **Lin, D.** [High-power, electronically controlled source of user-defined vortex and vector light beams based on a few-mode fiber amplifier](#) / D. Lin, J. Carpenter, Y. Feng, Y. Jung, S.-U. Alam, D. J. Richardson // *Photonics Research*. — 2021. — Vol. 9. — № 5. — P. 856–864.
- [2] **Kotova, S. P.** [Manipulation of microparticles using combined optical traps](#) / S. P. Kotova, A. V. Korobtsov, N. N. Losevsky, A. M. Mayorova, S. A. Samagin // *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. — 2021. — Vol. 268. — P. 107641.
- [3] **Sroor, H.** [High-purity orbital angular momentum states from a visible metasurface laser](#) / H. Sroor, Y.-W. Huang, B. Sephton, D. Naidoo, A. Vallés, V. Ginis, C.-W. Qiu, A. Ambrosio, F. Capasso, A. Forbes // *Nature Photonics*. — 2020. — Vol. 14. — № 8. — P. 498–503.
- [4] **Wang, C.** [Generation and measurement of high-order optical vortices by using the cross phase](#) / C. Wang, Yu. Ren, T. Liu, Ch. Luo, S. Qiu, Zh. Li, H. Wu // *Applied Optics*. — 2020. — Vol. 59. — P. 4040–4047.
- [5] **Fickler, R.** [Quantum entanglement of angular momentum states with quantum numbers up to 10,010](#) / R. Fickler, G. Campbell, B. Buchler, P. K. Lam, A. Zeilinger // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2016. — Vol. 113. — № 48. — P. 13642–13647.
- [6] **Pinnell, J.** [Probing the limits of orbital angular momentum generation and detection with spatial light modulators](#) / J. Pinnell, V. Rodríguez-Fajardo, A. Forbes // *Journal of Optics (United Kingdom)*. — 2021. — Vol. 23. — № 1. — P. 015602.
- [7] **Котляр, В. В.** Определение топологического заряда оптического вихря с помощью астигматического преобразования / В. В. Котляр, А. А. Ковалёв, А. П. Порфирьев // *Компьютерная оптика*. — 2016. — Том 40. — № 6. — С. 781–792.

Коллинеарное взаимодействие излучения с бегущей решёткой показателя преломления в электрооптических волноводах

В. М. Петров, Н. Д. Герасименко, В. С. Герасименко

Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

На примере оптических волнопроводов в ниобате лития исследован режим коллинеарного взаимодействия бегущей решётки показателя преломления и когерентного излучения.

Ключевые слова: бегущие решётки показателя преломления, СВЧ амплитудная и фазовая модуляция света, дифракционные оптические элементы.

Цитирование: **Петров, В. М.** Коллинеарное взаимодействие излучения с бегущей решёткой показателя преломления в электрооптических волноводах / В. М. Петров, Н. Д. Герасименко, В. С. Герасименко // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 159–161.

Введение

Взаимодействие коллинеарно-распространяющихся когерентного излучения и «бегущей» периодической решетки показателя преломления представляет практический интерес, т. к. данный тип взаимодействия позволяет создавать широкополосные устройства, востребованные в современных системах оптической и квантовой связи, широкополосной генерации квантового шума и т. д. Наиболее эффективно такое взаимодействие происходит, когда свет распространяется по оптическому волноводу, а бегущая решётка показателя преломления создаётся при помощи электродов бегущей волны. Ниже будет продемонстрировано, что при выполнении условия равенства фазовой и групповой скоростей распространения волны показателя преломления и оптического излучения, возникает эффективная фазовая модуляция излучения, которая может быть использована для создания телекоммуникационных устройств.

1. Эксперимент

Нами использовались подложки ниобата лития LiNbO_3 двух срезов: Z-среза и X-среза (рис. 1).

Для создания режима бегущей волны использовалась система копланарных электродов, показанная на рис. 2б. В этом случае вдоль электродов распространяется бегущая волна показателя преломления. Изменение показателя преломления для Z-среза, вызванное эффектом Поккельса, описывается линейным выражением.

$$\Delta n_{z,\text{LiNbO}_3} \approx n_e - \frac{1}{2} n_e^3 r_{33} E_z. \quad (1)$$

Здесь n_e — показатель преломления для необыкновенной волны, E_z — величина электрического поля, приложенного вдоль оси z . Прикладываемое поле никак не влияет на поглощение материала в оптическом диапазоне.

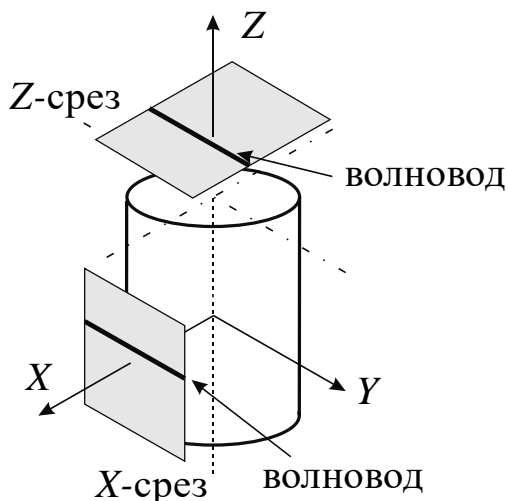


Рис. 1. Z- и X-срезы, используемые в работе. В обоих срезах изготавливаемые волноводы ориентированы параллельно оси Y

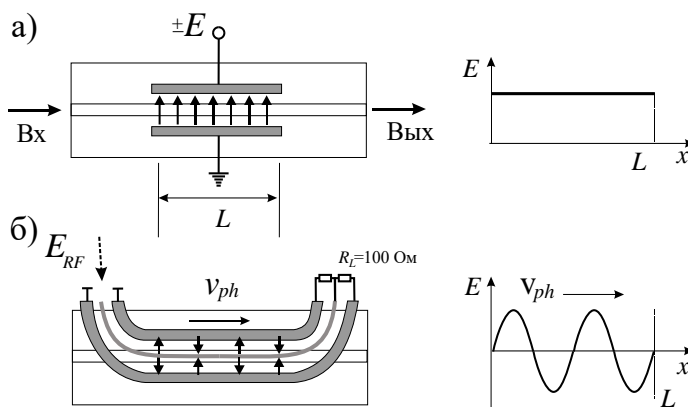


Рис. 2. Возможные типы электродов
а – ёмкостные электроды, б – электроды бегущей волны

Исследовались два типа волноводов (рис. 3). Слева показан случай двух линейных волноводов, образующих интерферометр Маха – Цендера, справа – случай одиночного линейного волновода.

Данные конструкции позволяют создавать «бегущие» периодические решётки показателя преломления с пространственным периодом, находящимся в диапазоне 0,1–5 см. Длина взаимодействия определялась длиной электродов, и в нашем случае составляла 5 см. Использовалось когерентное излучение с длиной волны в диапазоне 1520–1580 нм.

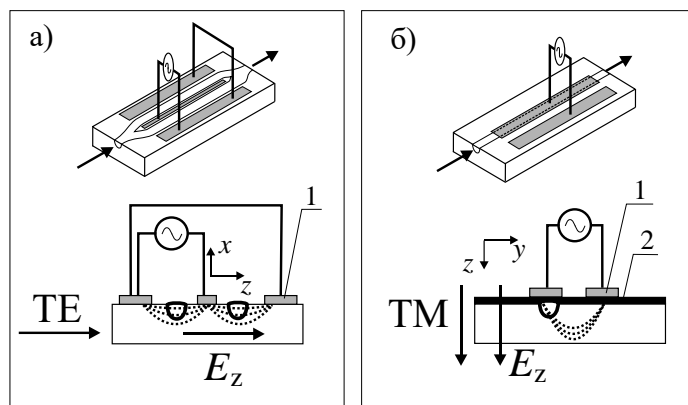
2. Теоретический анализ

Нами выявлена связь между зависимостью полосы модулирующих частот и эффективным показателем преломления (рис. 4).

Частотная характеристика электрооптического отклика, при одновременном учёте расогласования и потерь в электродах определяется выражением

$$H(f) = \sqrt{\frac{1 - 2 \exp[-\alpha(f)L] \cos(2\xi f) + \exp[-2\alpha(f)L]}{[\alpha(f)L]^2 + (2\xi f)^2}}, \tag{2}$$

где $\alpha(f) = \alpha_0 \sqrt{f}$ частотно-зависимое затухание электрического сигнала в электродах, обусловленные скин-эффектом, $\alpha_0 = \frac{\text{Нп}}{m \sqrt{\Gamma_{\text{Ц}}}}$ – коэффициент затухания, L – длина области взаимодействия модулируемой и модулирующей волн.



а – геометрия интерферометра Маха – Цендера, б – одиночный линейный волновод 1 – электроды бегущей волны, 2 – изолирующий слой

Рис. 3. Исследуемые типы волноводов

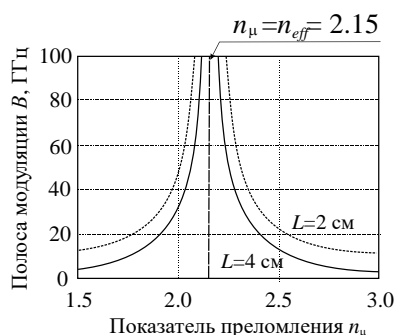


Рис. 4. Зависимость полосы частот B от рассогласования скоростей при разных длинах взаимодействия

Заключение

Исследованные нами процессы коллинеарного взаимодействия когерентного излучения с бегущими решётками показателя преломления, позволяют создавать высокоэффективные фазовые и амплитудные модуляторы света. Рассмотренный тип взаимодействия обеспечивает частоты модуляции до 30 ГГц, что позволяет их использовать как в «обычных» системах оптической связи, так и в системах квантовых коммуникаций.

Список источников

[1] **Петров, В. М.** Интерференция и дифракция для информационной фотоники / В. М. Петров, А. В. Шамрай. — СПб. : Лань, 2019. — 460 с.

[2] **Петров, В. М.** Отечественные СВЧ интегрально-оптические модуляторы для квантовых коммуникаций / В. М. Петров, А. В. Шамрай, И. В. Ильичёв, и др. // Фотоника. — 2020. — Том 14. — № 5. — С. 414–422.

[3] **Петров В. М.** Генерация оптических частотных гармоник для квантовых коммуникаций на боковых частотах / В. М. Петров, А. В. Шамрай, И. В. Ильичёв, и др. // Фотоника. — 2020. — Том 14. — № 7. — С. 570–582.

Макет горизонтального сейсмометра с оптоэлектронным дифракционным датчиком колебаний

В. А. Комоцкий, Н. В. Суетин

Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

В настоящей работе описано новое устройство для регистрации колебаний земной поверхности — сейсмометр с оптоэлектронным датчиком угловых колебаний. Приведены схема и принцип работы сейсмометра. Проведена оценка крутизны преобразования датчика. Приведены экспериментальные данные, показывающие высокую чувствительность сейсмометра с датчиком к колебаниям в определенном горизонтальном направлении и малую чувствительность колебаниям в иных направлениях.

Ключевые слова: оптика, приборостроение, дифракционные оптические элементы, сейсмометр.

Цитирование: **Комоцкий, В. А.** Макет горизонтального сейсмометра с оптоэлектронным дифракционным датчиком колебаний / В. А. Комоцкий, Н. В. Суетин // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 162–168.

Введение

Сейсмометры — приборы для измерения величины и формы колебаний поверхности Земли — обычно содержат следующие основные элементы: физический маятник с пружинами, демпфер колебаний маятника, датчик, который преобразует механическую характеристику колебаний маятника в электрическую величину (ток, напряжение) [1]. В качестве датчика колебаний нередко применяют катушку индуктивности, связанную с маятником, помещённую в постоянное магнитное поле. При движении маятника относительно основания, на выходах катушки возникает ЭДС, которая создаёт ток в нагрузке, и в результате формируется выходной сигнал сейсмометра. Так как ЭДС на выходах катушки пропорциональна скорости движения катушки относительно постоянного магнитного поля, то амплитуда выходного сигнала будет снижаться при уменьшении частоты колебаний. В предельном случае — при статическом отклонении маятника, — мы имеем нулевой сигнал на выходе схемы. Для улучшения чувствительности сейсмометров в области низких частот представляет интерес применение таких датчиков движения маятника, у которых выходной сигнал пропорционален величине отклонения маятника от положения равновесия, а не величине скорости движения маятника. В данном докладе рассмотрен вариант сейсмометра с датчиком, в состав которого входит лазер, блок из двух фазовых дифракционных решёток (ДР), которые расположены последовательно по ходу лазерного пучка и фотодиод. С нагрузки фотодиода мы получаем электрический сигнал, пропорциональный угловому смещению блока ДР.

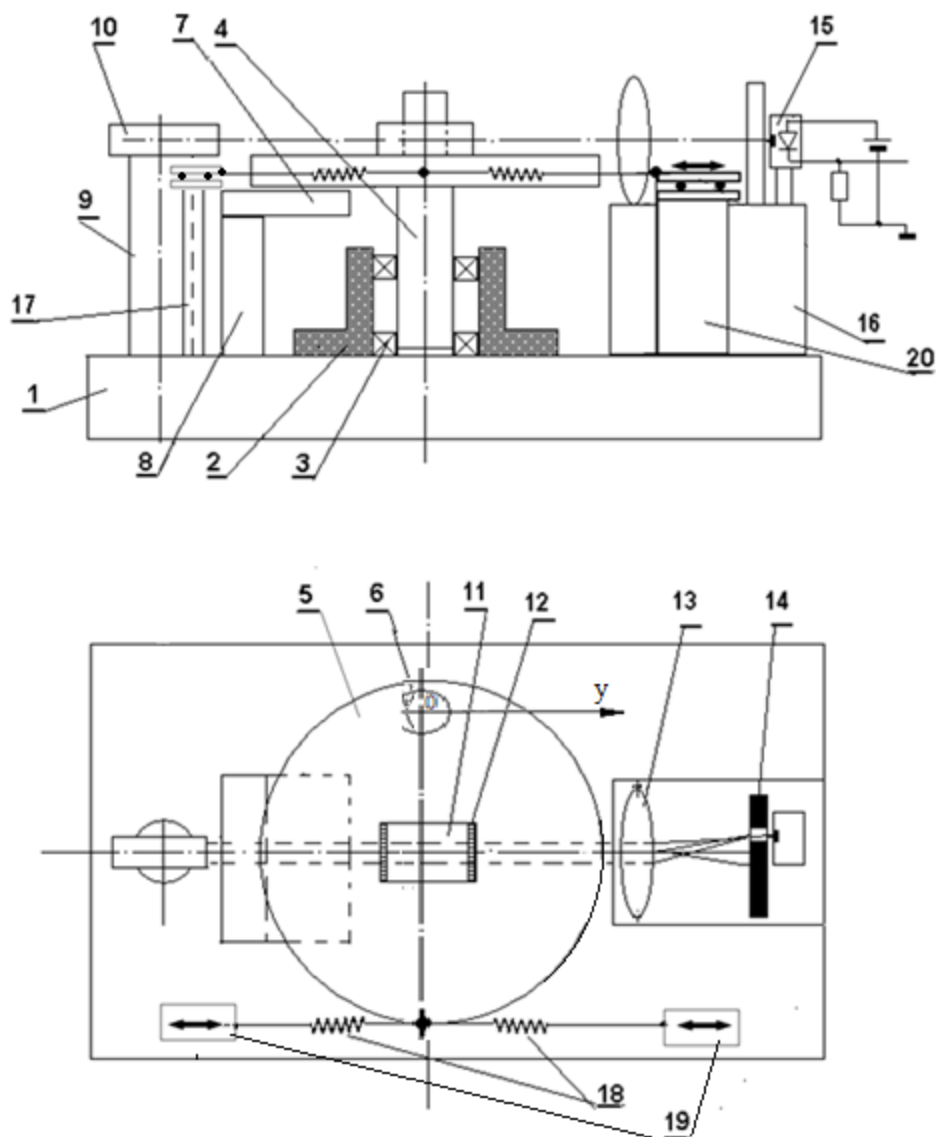


Рис. 1. Схема горизонтального сейсмометра с оптоэлектронным датчиком колебаний

1. Описание устройства

Схема сейсмометра с оптоэлектронным дифракционным датчиком колебаний маятника [2] изображена на рис. 1. На основании прибора 1 закреплена втулка 2 с подшипниками 3, в которых установлена ось вращения 4. На оси закреплён горизонтальный физический маятник, в состав которого входит диск с металлической поверхностью 5, дополнительный грузик 6 и возвратные пружины 18. Противоположные концы пружин прикреплены к регулировочным механизмам перемещения 19, которые закреплены на стойках 17 и 20. С помощью этих механизмов можно изменять натяжения пружин для исходной настройки положения маятника и связанного с ним блока-сенсора 11 в такую исходную рабочую точку, которая соответствует середине линейного участка зависимости выходного сигнала от угла поворота диска 5. Вблизи от нижней металлической поверхности диска 5, на стойке 8, расположен плоский магнит 7, действие которого обеспечивает демпфирование колебаний маятника за счёт возникновения вихревых токов в металле диска при его движении в магнитном поле.

В состав оптоэлектронного дифракционного датчика угловых движений маятника входят: лазер 10, закреплённый на стойке 9, блок ДР 11, который расположен по ходу лазерного пучка и прикреплен к диску физического маятника над осью его вращения, пространственный фильтр, установленный на подставке 16, и состоящий из линзы 13 и диафрагмы 14, которая выделяет пучок первого порядка дифракции, и фотодиод 15 в первом порядке дифракции. С выхода фотодиода мы получаем электрический сигнал, пропорциональный угловому перемещению диска маятника. Блок - сенсор представляет собой прозрачный стеклянный параллелепипед, на противоположных гранях которого расположены две рельефные фазовые дифракционные решётки 12 с прямоугольными профилями рельефов, при этом линии профилей рельефов двух решёток параллельны.

2. Предварительная настройка прибора

Прибор устанавливается на горизонтальную поверхность и ориентируется таким образом, чтобы направление движения дополнительного грузика b вдоль оси Oy при малом угловом отклонении диска от положения равновесия совпадало с направлением координаты земной поверхности, вдоль которой производится измерение колебаний поверхности Земли. После установки исходного положения диска необходимо будет дополнительно провести уточнённую тонкую настройку схемы на середину линейного участка зависимости величины сигнала на выходе фотодиода от поворота диска с блоком сенсором. Блок-сенсор расположен таким образом, что пучок излучения лазера последовательно проходит через фазовые дифракционные решётки, расположенные на гранях блока-сенсора. При повороте блока-сенсора, связанного с диском, относительно направления лазерного пучка, происходит смещение дифракционных решёток относительно лазерного пучка в противоположных направлениях, перпендикулярных к направлению оси распространения лазерного пучка, а это приводит к изменению мощности излучения в первом (и в минус первом) дифракционном порядке и к пропорциональному изменению выходного тока фотодиода. Как было установлено исследованиями, описанными в работах [3, 4], зависимость мощности излучения в первом порядке дифракции от угла поворота блока-сенсора имеет гармонический характер. Зависимости изменений мощностей излучения в первом порядке дифракции и в минус первом порядке дифракции от относительного смещения одной дифракционной решётки относительно другой решётки показаны на рис. 2. По вертикальной оси на графике отложены относительные величины: $I_{\pm 1} = \frac{P_{\pm 1}}{P_i}$, где $P_{\pm 1}$ — мощности излучения в первых порядках дифракции, а P_i — мощность на входе блока-сенсора, по горизонтальной оси величина относительного смещения к периоду ДР $\Delta x/\Lambda$.

Зависимости мощности излучения первого и минус первого порядков имеют строго гармоническую форму с периодом, равным периоду дифракционных решёток при условии, что профили рельефов решёток — прямоугольные, и ширина выступа рельефа равна ширине впадины рельефа и составляет половину периода решётки. На графике зависимости мощности первого (или минус первого) порядка дифракции существуют линейные участки. Если

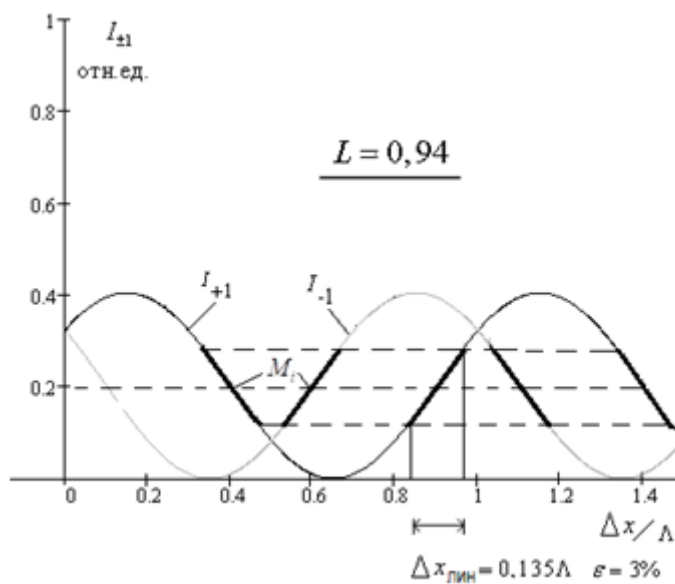


Рис. 2. Зависимости интенсивностей излучения в первых порядках дифракции от смещения одной ДР относительно второй ДР. Жирными линиями обозначены линейные участки

начальное положение блока-сенсора будет соответствовать середине одного из линейных участков этой гармонической зависимости, то при угловом отклонении диска на небольшой угол $\Delta\theta$ мощность излучения в первом порядке дифракции будет изменяться пропорционально угловому отклонению диска $\Delta\theta$. Для установки начального положения блока-сенсора проводится операция уточнённой настройки прибора. Уточнённая настройка на середину линейного участка проводится с помощью механизмов натяжения пружин 19. Изменяя натяжение пружин, мы поворачиваем диск, и вместе с этим поворачиваем блок-сенсор. При этом изменяется величина сигнала на выходе фотодетектора от нулевого до максимального значения по гармоническому закону, как это показано на рис. 2. Для осуществления точной настройки мы измеряем величину сигнала на выходе фотодетектора 15 и устанавливаем такое натяжение пружины, при котором величина сигнала на выходе фотодетектора равна средней величине между максимальным и минимальным значениями, измеренными при угловых отклонениях диска, превышающих промежуток между минимумом и максимумом выходного сигнала. После завершения уточнённой настройки при измерениях используется линейный участок зависимости выходного сигнала от углового отклонения диска.

3. Принцип работы устройства

После настройки устройство работает следующим образом: при горизонтальном движении основания устройства (вместе с поверхностью Земли) в направлении, перпендикулярном радиусу, проведённому из центра диска к грузику б, т. е. в направлении Oy на рис. 1, происходит смещение грузика относительно основания в направлении, противоположном движению основания. Это вызывает поворот диска маятника вместе с блоком - сенсором относительно основания и изменение угла падения лазерного пучка на блок ДР. В результате изменяется мощ-

ность первого порядка дифракции лазерного пучка на выходе из блока ДР. Зависимость мощности излучения первого порядка дифракции P_1 от угла падения Θ при оптимальной глубине рельефа каждой фазовой дифракционной решётки выражается следующей формулой, приведенной в работах [4, 5].

$$P_{\pm 1}(x) = P_i [2/\pi^2 + 2/\pi^2 \cos(2\pi\theta \ell_z / \Lambda n \mp L)]. \quad (1)$$

$L = \pi\lambda\ell_z/n\Lambda^2$ — это безразмерный параметр, характеризующий расстояние между ДР, Λ — период ДР, λ — длина волны излучения лазера, ℓ_z — расстояние между ДР, n — показатель преломления материала блока ДР, P_i — мощность излучения на входе блока ДР.

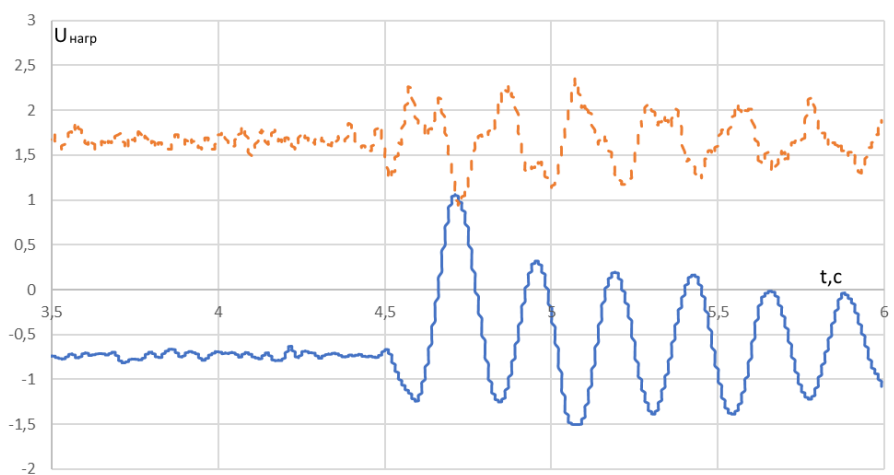
Формула (1) соответствует схеме, в которой глубины рельефов, образующих фазовые дифракционные решётки, оптимальны. Величины амплитуд пространственной фазовой модуляции волновых фронтов при прохождении каждой из решеток с оптимальной глубиной равны: $\Phi_M = \Phi_{M1} = \Phi_{M2} = \pi/4$. Именно при этом условии, достигается максимальное значение амплитуды колебаний мощностей $P_{\pm 1}(x)$ при смещении одной из ДР относительно другой. На линейном участке зависимости мощности от угла поворота блока ДР крутизна преобразования величины угла поворота блока в величину изменения мощности первого порядка дифракции равна

$$S_{\Theta-P} = \frac{dP_1}{d\Theta} = \frac{4}{\pi} P_i \frac{\ell_z}{n\Lambda}. \quad (2)$$

4. Экспериментальное исследование макета сейсмометра с оптоэлектронным датчиком колебаний

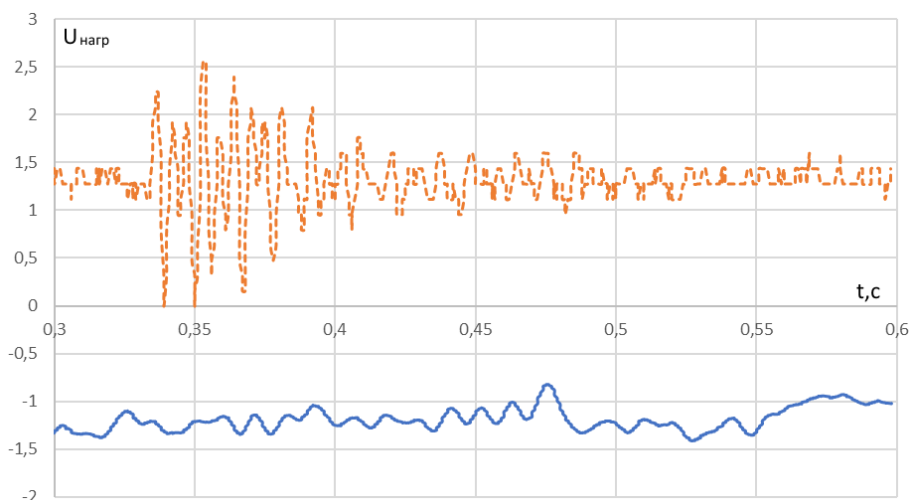
Макет горизонтального сейсмометра был сконструирован, в основном, в соответствии со схемой, изображённой на рис. 1. Диск физического маятника был изготовлен из фанеры толщиной 8 мм, при этом к нижней поверхности диска, которая обращена к магниту, был приклеен диск из фольгированного медью стеклотекстолита. Диаметр диска был равен 200 мм. Период собственных колебаний маятника составлял 0,8 с. Параметры блока-сенсора в экспериментальной установке были следующими: $\ell_z = 13$ мм, $\Lambda = 0,1$ мм, $n = 1,51$. При условии, что эффективная мощность полупроводникового лазера на входе составляла $P_i = 5$ мВт, расчётная крутизна равна: $S_{\Theta-V} = 548$ мВт/радиан. В первом порядке дифракции был установлен фотодетектор ФД-25к с резистором нагрузки 10 кОм. На выходе схемы была подключена схема усиления и фильтрации с коэффициентом усиления 10 и полосой 1,4 кГц.

При испытаниях макет прибора был установлен на массивном столе, который приводился в движение ударом. Параллельно, на этом же столе был установлен серийный сейсмометр СМ-3 для сопоставления реакций двух приборов на механическое возмущение. На рис. 3 приведены осциллограммы, записанные с выходов этих приборов. Сходство двух осциллограмм подтверждает работоспособность макета и достоверность результатов измерений. Вместе с тем, предстоит поставить специальные эксперименты, чтобы установить различие характеристик этих приборов при регистрации колебаний в области низких частот.



Пунктирная линия — напряжение на выходе сейсмометра с электромагнитным датчиком СМ-3,
Сплошная линия — с оптоэлектронным датчиком

Рис. 3. Напряжения на выходе сейсмометров с оптоэлектронным и электромагнитным датчиком при воздействии на стол в исследуемом направлении



Пунктирная линия — напряжение на выходе сейсмометра с электромагнитным датчиком СМ-3,
Сплошная линия — с оптоэлектронным датчиком

Рис. 4. Напряжения на выходе сейсмометров с оптоэлектронным и электромагнитным датчиком при вертикальном воздействии на стол

Дополнительно, следует отметить, что макет прибора с оптоэлектронным датчиком практически не реагировал на ударные возмущения по двум другим координатам (Ox и Oz), в то время как сейсмометр СМ-3 демонстрировал заметную реакцию на такие воздействия, как видно из осциллограмм, приведенных на рис. 4.

Заключение

Описанный в работе сейсмометр с оптоэлектронным дифракционным датчиком угловых колебаний отличается высокой крутизной преобразования и чувствительностью при исследовании колебаний поверхности в определенном горизонтальном направлении (Ox). При этом

чувствительность устройства к колебаниям в вертикальной плоскости (Oz), а также в направлении Oy очень мала в отличии от электромагнитного сейсмометра. Чувствительность и крутизна преобразования датчика могут регулироваться в широких пределах путем изменения периода ДР или расстояния между ДР. Конструкция устройства достаточно проста и надежна, стоимость комплектующих не высока, технология изготовления ДР доступна. Все это дает возможность применять предложенное устройство при проведении сейсмических исследований.

Список источников

- [1] **Аранович, З. И.** Аппаратура и методика сейсмометрических наблюдений в СССР / З. И. Аранович, Д. П. Кирно, В. М. Фремд. — М. : Наука. — 1974. — 245 с.
- [2] **Патент № 203735U1 RU.** Горизонтальный сейсмометр с оптоэлектронным дифракционным датчиком колебаний / В. А. Комоцкий, Н. В. Суетин. — Опубл. 19.04.2021.
- [3] **Комоцкий, В. А.** Исследование датчика малых линейных перемещений на основе двух фазовых дифракционных решёток / В. А. Комоцкий, В. И. Корольков, Ю. М. Соколов // Автометрия. — 2006. — Том 42. — № 6. — С. 105–112.
- [4] **Комоцкий, В. А.** Оптоэлектронные дифракционные датчики малых угловых перемещений / В. А. Комоцкий, В. И. Корольков, Ю. М. Соколов // Фотоника. — 2011. — № 1. — С. 16–19.
- [5] **Комоцкий, В. А.** Анализ интенсивностей дифракционных порядков в оптической схеме, содержащей две фазовые дифракционные решетки / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов // Вестник РУДН. Серия физика. — 2006. — № 1. — С. 90–95.

Внедрение аддитивных технологий в голографии и литографии

А. Р. Ахметов

АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики»,
Казань, Россия

В докладе рассмотрено изготовление элементов и инструментов с использованием аддитивных технологий. Представлено сравнение получения изделий на 3D-принтере и фрезерно-токарным способом. Показано, что 3D-печать в рамках проделанных работ для голографии и литографии превзошла фрезерно-токарный способ по следующим параметрам: оперативность, эргономичность, гибкость, себестоимость.

Ключевые слова: производство, 3D-печать, голография, литография.

Цитирование: Ахметов, А. Р. Внедрение аддитивных технологий в голографии и литографии / А. Р. Ахметов // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 169–172.

Трехмерная печать активно развивается и внедряется в разные сферы человечества. Опрос 1000 руководителей и технологов предприятий, проведенный французской компанией Sculpteo, показал, что 93% респондентов рассматривают 3D-печать как конкурентное преимущество, и этот показатель продолжает расти из года в год [1]. Поскольку трехмерная печать начинает применяться в самых разных отраслях, она становится все более важным условием сохранения конкурентоспособности.

В предыдущей статье [2] были подняты следующие задачи, которые могут быть решены с помощью 3D-печати в отделе дифракционных решеток АО «НПО ГИПО»:

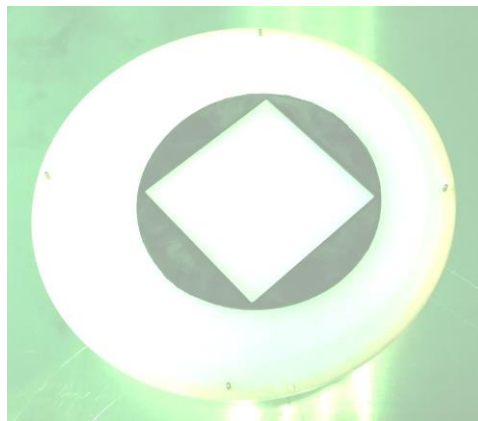
- обеспечение доступными оправами дифракционных оптических элементов любой формы и размеров, в зависимости от рабочей зоны 3D-печати;
- снижение затрат на покупку импортных компонентов при построении оптических стендов и узлов;
- производство тары для продукции;
- модификация оптических приборов, стендов и расширение ассортимента продукции.

Использование 3D-печати принтера с рабочей зоной 300×300×400 мм на базе полимерных материалов позволило достичь следующих результатов:

- а) создание посадочного крепления (рис. 1а) и рамки для центрирования детали в центрифуге в случае нестандартного заказа (рис. 1б),
- б) создание технологических рамок и реек необходимых размеров и форм (рис. 2),
- в) повышение эргономичности и создание специальных инструментов, ускоряющих процесс измерения и центрирования рисунков трафарета, используемых в литографии (рис. 3).



а) крепежная база для вакуумного прижима в центрифуге: заводская из фторопласта (белая), распечатки на 3D-принтере (кремового и черного цвета)



б) распечатка рамки для центрирования заготовок в центрифуге

Рис. 1. 3D-печать для литографии

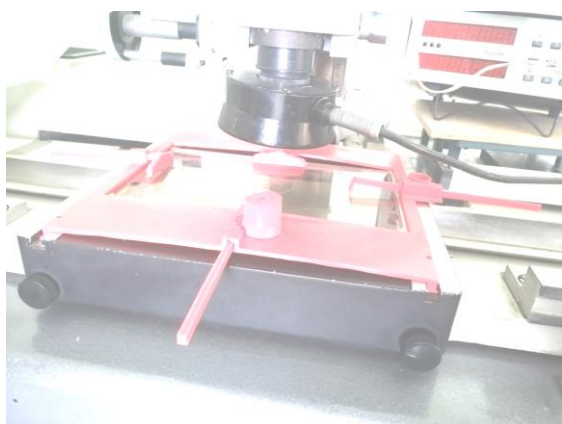


а) технологические рамки для различных размеров заготовок: 220×160 мм (слева), 120×120 мм (справа) и 60×60 мм



б) рейки для прижима в оправу крупных заготовок дифракционных решеток

Рис. 2. 3D-печать для литографии



а) модуль для ДИП-1 для фиксации трафарета и центрирования детали вдоль изображения



б) рамка с прижимной системой заготовок для литографии

Рис. 3. Вспомогательные инструменты

Табл. 1. Свод данных элементов, полученных разными способами

Название	Материал	Метод	Длительность	Трудоем-	Цена	Вес	Вес	Норма	Себесто-
			изготов-	кость, Т	сырья,	про-	сырья,		
			часов	часов	руб./кг.	кг.	кг.	руб./час	руб.
Вакуумный крепёж для заготовок	ПА	Т-Ф	96	8	350	0,063	0,1	326,5	2767,00
	Clotho- ABS	3D-п.	3	3	4000	0,0198	0,021	326,5	1096,50
Техноло- гическая рамка трех размеров	ПА	Т-Ф	24	16	350	0,206	0,25	326,5	5551,50
	ПЛА	3D-п.	10	10	1790	0,123	0,125	326,5	3598,75
Модуль для ДИП-1	ПА	Т-Ф	168	32	350	1,13	1,250	326,5	11374,25
	АБС	3D-п.	10	10	1100	0,427	0,450	326,5	3892,00

3D-п. — метод 3D-печати, Т-Ф — токарно-фрезерный метод, АБС — тройной блок-сополимер акрилонитрил-бутадиен-стирол, ClothoABS — стеклонаполненный АБС, ПА — полиамид, ПЛА — полилактид,

Модуль для ДИП-1 (двухкоординатный измерительный прибор) позволяет устранить влияние человеческого фактора при расположении заготовки ограничителей на трафарете. При работе без этого модуля сложно вручную подводить детали с точностью до 10 мкм.

Большая часть деталей, полученных аддитивным способом, используется не как прототипы, а как завершённые инструменты, поэтому, снижается стоимость процесса изготовления оптических деталей.

Данные, полученные при изготовлении изделий различными способами, представлены в табл. 1. Результаты показали, что себестоимость деталей, полученных 3D-печатью, в 2–3 раза ниже, чем обычным способом. Цена принтера 215 000 руб., токарно-фрезерного станка 280 000 руб, длительность эксплуатации в расчетах вели на 5 лет. Амортизация (Ам) 3D-принтера — 11 руб./час, токарно-фрезерного станка — 15 руб./час.

Внутреннюю себестоимость рассчитывали по следующей формуле.

$$C = A_m * T + T * НЧ + ЦС * ВС$$

Одна из причин снижения себестоимости связана со снижением времени на изготовление изделия. Длительность изготовления токарно-фрезерным способом в табл. 1 имеет высокие значения, что обуславливается не только техническими особенностями исполнения деталей, но и затратой времени на частую смену насадок и изменение настроек станка. Оперативность — это один из важных показателей для коммерческой работы, и аддитивный метод демонстрирует это преимущество.

Необходимо отметить, что в случае с насадкой для центрифуги (рис. 1а), важным условием использования является низкая масса. При увеличении веса заготовки с насадкой происходит биение двигателя. Низкая масса достигается благодаря возможности регулирования заполнения определенной формы в определенной закономерности с помощью аддитивной технологии послойного нанесения. Поэтому конструкция насадки (рис. 1а) выстраивалась по гироидной форме (трехмерная волна), а заполнение полимерным материалом составляло 20%. Благодаря этому требовалось меньше материала, и достигалась равномерность центробежных сил. Снижение количества материала позволило снизить себестоимость детали, и это при том, что стоимость сырья для 3D-печати выше в 2–5 раз, по сравнению с листами полимерных материалов для токарно-фрезерной установки.

Таким образом, применение 3D-принтера способствует:

- ускорению выполнения задач,
- снижению себестоимости исполнения задач и экспериментов,
- упрощению выполнения сложных форм путем регулирования плотности изделия,
- созданию эргономичных элементов и узлов, упрощающих технологические процессы.

Использование 3D-печати подтвердило эффективность развития отдела дифракционных решеток АО «НПО ГИПО». 3D-печать по своей функциональности дополняет изготовление, чем замещает токарно-фрезерные технологии. Практически каждая задача в голографии и литографии является уникальной, что требует гибкости, скорости и рентабельности в их решении. Поэтому 3D-печать идеально подходит для решения технологических задач в нашей области.

Список источников

- [1] «Состояние рынка 3D-печати» перевод статьи «State of 3D Printing» / URL: https://www.sculpteo.com/en/get/report/state_of_3d_printing_2018
- [2] **Ахметов, А. Р.** Анализ аддитивных технологий в приборостроении гражданского направления / А. Р. Ахметов // HOLOEXPO 2020 : XVII международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2020. — С. 166–170.

Экспериментальное исследование процесса глубокого травления кварца при изготовлении дифракционных и голограммных оптических элементов

С. А. Фомченков

Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника»
РАН, Самара, Россия

В работе проведены и представлены результаты экспериментального исследования по жидкостному и плазмохимическому травлению кварца на глубину сопоставимую с характерным периодом структуры микрорельефа. Исследованы способы формирования стойких к травлению масок на поверхности подложки. На основе результатов экспериментов подобраны и оптимизированы параметры процесса травления.

Ключевые слова: плазмохимическое травление, жидкостное травление, изготовление ДОЭ и ГОЭ.

Цитирование: Фомченков, С. А. Экспериментальное исследование процесса глубокого травления кварца при изготовлении дифракционных и голограммных оптических элементов / С. А. Фомченков // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 173–177.

Введение

Микрорельеф рабочей поверхности дифракционных оптических элементов (ДОЭ), а также более сложных голограммных оптических элементов (ГОЭ) — традиционно создаются локализованным микровытравливанием неорганического оптического стекла через защитную химически стойкую маску [1]. В качестве наиболее эффективного способа создания функционального микрорельефа фазовых ДОЭ-ГОЭ в настоящее время рассматривается реактивное ионно-плазменное (плазмохимическое) травление (ПХТ) [2].

Поверхность подложки будущего ДОЭ или ГОЭ должна обеспечивать высокую адгезию, наносимых пленок, используемых в качестве маскирующих слоев и сохранять высокую степень химической и физической чистоты поверхности [3].

1. Способы формирования масок для травления кварца

В качестве маскирующих слоев (контактная маска) могут быть использованы как слои светочувствительных материалов (фоторезисты и т. п.), так и тонкие пленки металлов. Основные требования, предъявляемые к материалам контактных масок — высокая стойкость в плазме рабочих газов при незначительной толщине самой маски.

Слой фоторезиста позволяет легко сформировать будущую маску на поверхности подложки, но при этом обладает плохой стойкостью к внешнему воздействию, а именно быстро деградирует при жидкостном и плазмохимическом травлении, что плохо влияет на качество и форму формируемого микрорельефа в поверхности подложки.



Рис. 1. Внешний вид установки магнетронного напыления Каролина Д12А

Слой хрома используется в качестве маскирующего слоя при высокоселективном травлении кварца на необходимую глубину, поскольку селективность травления кварца относительно фоторезиста является крайне низкой.

Напыление хрома производилось на установке магнетронного распыления Каролина Д12А (Россия, Зеленоград). Данная установка предназначена для нанесения тонких пленок различных материалов в вакууме магнетронным способом. Внешний вид установки представлен на рис. 1.

Толщина напыляемого слоя хрома определялась исходя из необходимой глубины травления кварца. Помимо хорошей адгезии пленки к материалу подложки, осуществлялся нагрев подложек до 200 °С. Толщина получаемых слоев в процессе напыления контролировалась с помощью кварцевого измерителя толщины, окончательная (на извлеченной из установки подложке), на профилометре KLA Tencor P-16+.

2. Формирование топологии оптического элемента

Для формирования топологии будущих оптических элементов был выбран способ прямого лазерного взаимодействия с пленкой хрома, в результате которого в пленке хрома формируется оксид хрома позволяющий производить дальнейшие манипуляции селективно для засвеченных и не засвеченных участков пленки.

Структуры в пленках хрома формировались на станции лазерной записи (СЛЗ) CLWS200 (Россия, Новосибирск) в режиме непрерывного кругового сканирования под управлением ЭВМ. Внешний вид установки представлен на рис. 2.

Лазер ($\lambda = 532$ нм) генерирует непрерывное излучение, которое проходя через систему поворотных зеркал и модуляторов, попадает в оптическую систему и головку записи, откуда

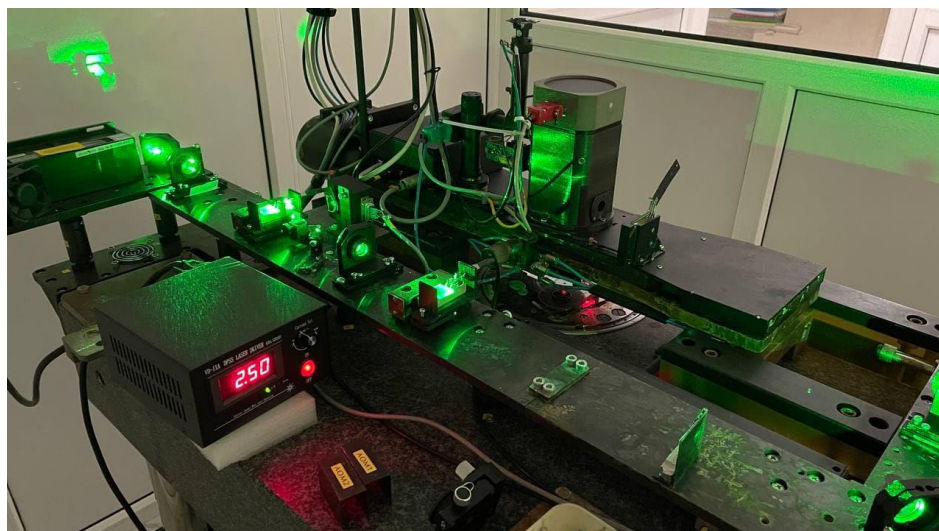


Рис. 2. Внешний вид станции лазерной записи CLWS200

фокусируется на образец, прикреплённый к вращающемуся столу вакуумным зажимом. Во время записи образец вращается относительно сфокусированного пучка света, который медленно перемещается в радиальном направлении. Оптическая система фокусирует излучение лазера в записывающее пятно с диаметром порядка 0,8 мкм.

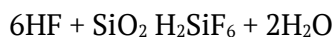
На участках, которые были подвержены сфокусированному лазерному излучению, формируется оксид хрома, который используется далее, как маска при травлении.

3. Жидкостное травление

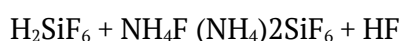
Далее для создания фазовой решетки из амплитудной необходимо передать рельеф в структуру кварцевой подложки через сформированную маску из хрома. Для решения данной задачи можно использовать жидкостное травление.

При жидкостном травлении оксидов происходят реакции замещения (кислотно-основные). В процессе реакции травления элементарный фтор может легко замещать атом О в SiO_2 , так как фтор обладает меньшим ионным радиусом (0,14 нм), чем SiO (16 нм). Энергия связи SiF в 1,5 раза превышает энергию связи SiO. Химия травления SiO_2 включает нуклеофильное воздействие фторидных групп на связи SiO.

Окончательно реакция травления может быть представлена как



Обнаружено, что при добавлении NH_4F к буферному раствору HF скорость травления увеличивается благодаря образованию HF_2^- . При этом накопление H_2SiF_6 конкурирует с процессом образования осадка $(\text{NH}_4)_2\text{SiF}_6$.



По результатам проведенных экспериментов удалось добиться скорость травления кварца порядка 120 нм/мин. При этом стоит отметить высокую стойкость маски оксида хрома и хрома в данной растворе, что позволяет травить фазовые элементы на существенные глубины.



Рис. 3. Внешний вид установки магнетронного напыления Каролина PE15

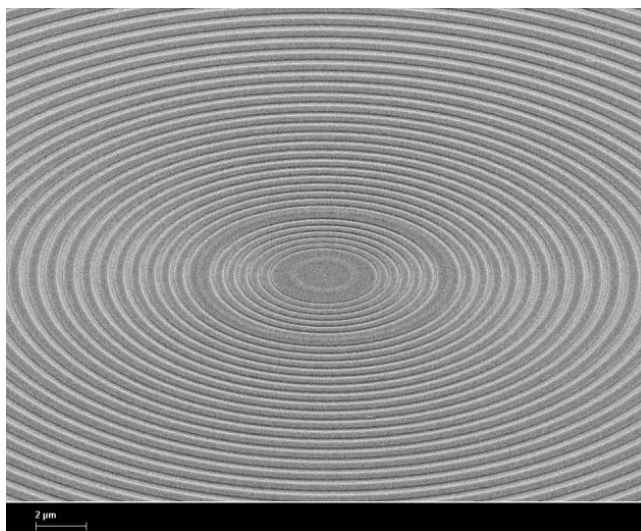


Рис. 4. Внешний вид изготовленного аксикона с помощью ПХТ через маску оксида хрома, полученную на СЛЗ

4. Плазмохимическое травление

Для решения задачи передачи рельефа в структуру кварцевой подложки через сформированную маску хрома наиболее удачно использовать плазмохимическое травление (ПХТ). Эксперименты проводились на установке ПХТ Каролина PE15 (Россия, Зеленоград). Внешний вид установки представлен на рис. 3.

Скорость травления хрома в плазме SF₆ составила 0,04 нм/с, а кварца 1,5 нм/с. Благодаря разности в скоростях травления маски и подложки получение микрорельефа с глубиной травления 1,5 мкм не представляет труда. Причем благодаря контролируемости и повторяемости процессов травления при использовании тестовых дифракционных структур глубина травления выдерживалась с высокой точностью.

У металлической маски не наблюдалось деградации с краев, травление было равномерным по всей площади, поэтому профиль рельефа сохраняется близким к расчетному значению. Оптимальные параметры процесса травления кварца в среде SF₆. Предварительная откачка рабочей камеры установки — не хуже $1,5 \cdot 10^{-3}$ Па. Установившееся рабочее давление SF₆ в камере $1,5 \cdot 10^{-1}$ Па (при работающих средствах откачки). Установившийся расход рабочего газа $Q = 1,5$ л/ч. Время прокачки газа перед включением ВЧ разряда — около 5 мин. Ток электромагнита — 2,0 А. ВЧ-мощность ≈ 450 Вт. Скорость травления кварца в данном режиме — порядка 1,5 нм/с. Внешний вид аксикона изготовленного по предложенному технологическому процессу представлен на рис. 4.

Заключение

Экспериментально подобранный технологический процесс производства ДОЭ и ГОЭ, позволяет производить травление и передачу рельефа через маски оксида хрома в кварцевые подложки на глубину сопоставимую с характерным периодом структуры. Полученные данные

можно использовать для производства элементов оптики спектральных приборов для спутников дистанционного зондирования Земли.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, а также гранта РФФИ 18-58-14001 АНФ_а.

Список источников

- [1] **Одинокоев, С. Б.** Экспериментальные исследования процесса плазмохимического травления стекла при изготовлении дифракционных и голограммных оптических элементов / С. Б. Одинокоев, Г. Р. Сагатеян, А. С. Гончаров, М. С. Ковалев, А. Б. Соломашенко, Н. М. Вереникина // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Серия Приборостроение. — 2012. — № 5. — С. 391–410.
- [2] **Одинокоев, С. Б.** Экспериментальные исследования процесса плазмохимического травления стекла при изготовлении дифракционных и голограммных оптических элементов / С. Б. Одинокоев, Г. Р. Сагатеян // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Серия Приборостроение. — 2010. — № 2. — С. 92–104.
- [3] **Сойфер, В. А.** Введение в дифракционную микрооптику / В. А. Сойфер. — Самара, 1996. — 94 с.
- [4] **Сойфер, В. А.** Дифракционные оптические элементы в устройствах нанофотоники / В. А. Сойфер, В. В. Котляр, Л. Л. Досколович // Компьютерная оптика. — 2009. — Том 33. — № 4. — С. 352–368.

Оптическая запись дифракционных микроструктур на поверхности халькогенидного стеклообразного полупроводника для формирования вихревых лазерных пучков

Н. А. Ивлиев^{1,2}, А. П. Порфирьев^{1,2}, В. В. Подлипнов^{1,2}, С. Н. Хонина^{1,2}, А. Ю. Мешалкин³

¹ Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Самара, Россия

³ Институт прикладной физики, Кишинев, Молдова

Представлен метод формирования дифракционного микрорельефа на поверхности многослойной структуры на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников As_2S_3 и $a-Se$. Показана возможность прямой голографической записи дифракционных решеток со структурой типа «вилка». Приведены исследования вихревых лазерных пучков, генерируемых сформированным микрорельефом.

Ключевые слова: халькогенидные стеклообразные полупроводники, вихревые лазерные пучки, интерферометр Маха — Цендера.

Цитирование: Ивлиев, Н. А. Оптическая запись дифракционных микроструктур на поверхности халькогенидного стеклообразного полупроводника для формирования вихревых лазерных пучков / Н. А. Ивлиев, А. П. Порфирьев, В. В. Подлипнов, С. Н. Хонина, А. Ю. Мешалкин // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 178–181.

Введение

Вихревые лазерные пучки в настоящее время привлекают значительное внимание исследователей в связи с широким использованием таких пучков в задачах атмосферной связи [1–3] и оптического манипулирования [4–6]. Угловой орбитальный момент пучков в этих приложениях может быть сформирован с использованием пространственного модулятора света (ПМС) [7], анизотропными кристаллами [8], дифракционными оптическими элементами (ДОЭ) [9]. Наиболее эффективное формирование пучков с заданным фазовым распределением достигается с помощью ДОЭ, однако их изготовление является сложным, дорогостоящим технологическим процессом.

В работе [10] представлен метод поляризационной голографической записи дифракционных структур на поверхности пленок азополимера. Полученные поверхностные структуры позволяют формировать вихревые лазерные пучки, однако время записи, при котором достигается максимальная дифракционная эффективность, равно 12 минутам. В настоящей работе предлагается метод формирования дифракционных решеток в многослойной структуре на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников As_2S_3 и $a-Se$. Данные структуры позволяют организовать одношаговую запись рельефа и получены поочередным термовакuumным испарением из двух испарителей на вращающуюся подложку стеклянную [11]. Запись

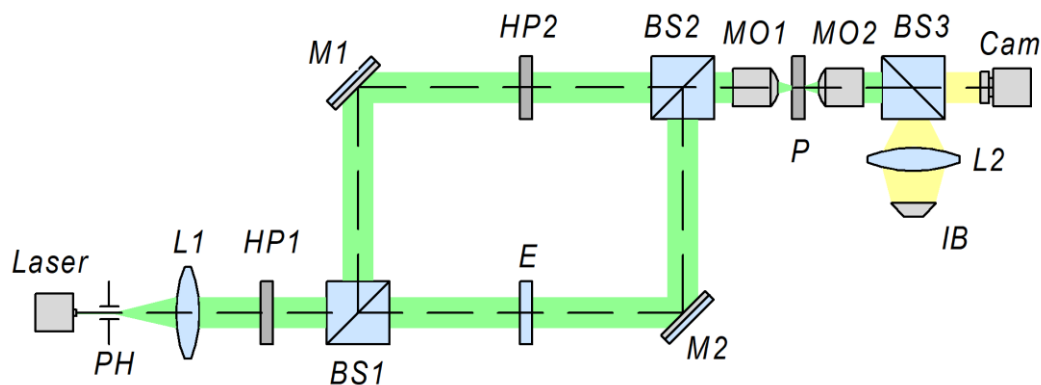


Рис. 1. Схем оптической установки, использованной в эксперименте

осуществлялась с применением фокусирующей системы для увеличения плотности мощности и, соответственно, скорости формирования микрорельефа.

1. Описание эксперимента

Прямая голографическая запись поверхностных дифракционных структур осуществлялась с помощью одномодового лазера с линейной поляризацией с длиной волны 532 нм. Схема экспериментальной установки, формирующая микрорельеф и регистрирующая изображение отраженного пучка, представлена на рис. 1.

Основой представленной схемы является интерферометр Маха — Цендера. Первоначальный линейно поляризованный гауссов лазерный луч твердотельного лазера расширялся и пространственно фильтровался с помощью системы, состоящей из пинхола *PH* (размер апертуры 40 мкм) и линзы *L1* (фокусное расстояние 150 мм). Полуволновая пластинка *HP1* использовалась для поворота направления поляризации исходного лазерного луча на 45° относительно плоскости оптического стола. При такой поляризации, согласно [11] обеспечивается максимальная дифракционная эффективность записанных дифракционных элементов.

Интерферометр Маха — Цендера состоит из двух зеркал *M1* и *M2* и двух неполяризующих светоделителей *BS1* и *BS2*. В одном из плеч интерферометра был установлена спиральная фазовая пластинка (*E*), генерирующая вихревой пучок с топологическим зарядом $m = 1$. Кроме того, полуволновая пластинка *HP2* использовалась для поворота направления поляризации лазерного луча в опорном плече на 90° относительно направления поляризации лазерного луча в другом плече. Микрообъектив *MO1* ($4\times$, $NA = 0,1$) фокусировал интерферируемые лазерные лучи от плеч интерферометра на поверхности образца *P*. Длительность записи — 3 минуты. Плотность мощности составляла 10 Вт/см^2 . Микрообъектив *MO2* ($8\times$, $NA = 0,2$) и видеокамера *CAM* использовались для наблюдения за процессом записи. Система, состоящая из лампочки *IB*, сферической линзы *L2* (фокусное расстояние 50 мм) и светоделителя *BS3* использовались для освещения поверхности образца.

Параметры микрорельефа измерялись с помощью сканирующего зондового микроскопа (СЗМ) Solver PRO-M, NT-MDT в полуконтактном режиме. СЗМ-изображение сформированной структуры представлено на рис. 2.

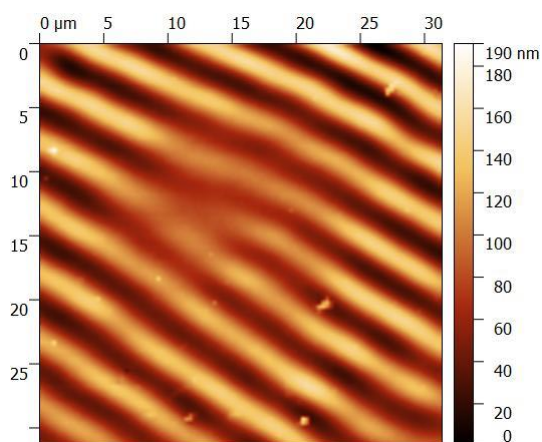


Рис. 2. СЗМ-изображение сформированной структуры

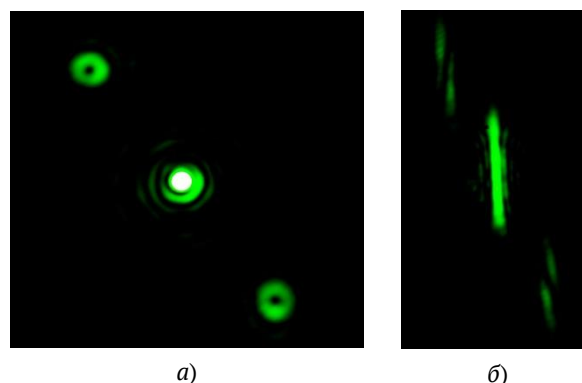


Рис. 3. Распределения интенсивности вихревых пучков: до (а) и после (б) прохождения цилиндрической линзы

Сформированный элемент, как видно на рис. 2 имеет структуру типа «вилка». Период сформированной решетки равен 5 мкм. Высота профиля 190 нм.

2. Анализ результатов

Для исследования генерации вихревых пучков использовалась оптическая установка, в которой коллимированный луч фокусировался микрообъективом на поверхность образца с изготовленной дифракционной решеткой. Используя перемещающуюся платформу с тремя осями, дифракционная решетка совмещалась с пучком. Использовалась та же длина волны, что и при записи. Интенсивность луча составляла 350 мВт/см^2 . Распределение интенсивности сформированных вихревых пучков регистрировалось матрицей видеокамеры с помощью микрообъектива. Кроме того, для контроля топологического заряда использовалась цилиндрическая линза. Распределение интенсивности вихревых пучков, генерируемых изготовленным элементом, а также прошедших через цилиндрическую линзу показаны на рис. 3.

На рис. 3 видно, что в результате прохождения луча через дифракционную решетку формируется вихревой пучок с топологическим зарядом $m = 1$.

Заключение

В настоящей работе представлен метод формирования дифракционных решеток в многослойной структуре на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников. Для создания вихревой фазы использовалась спиральная фазовая пластина, генерирующая вихревой пучок с топологическим зарядом $m = 1$. Стоит отметить, что при замене вихревого элемента предложенный подход может быть легко адаптирован для изготовления ДОЭ, выполняющих желаемый функционал для задач оптической связи и манипулирования.

Благодарность

Данная работа была выполнена под эгидой программы «ERA.Net RUS plus» при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-52-76021.

Список источников

- [1] **Zhang, L.** [Mode-dependent crosstalk and detection probability of orbital angular momentum of optical vortex beam through atmospheric turbulence](#) / L. Zhang, F. Shen, B. Lan, A. Tang // Journal of Optics. — 2020. — Vol. 22. — № 7. — P. 075607.
- [2] **Porfirev, A. P.** [Study of propagation of vortex beams in aerosol optical medium](#) / A. P. Porfirev, M. S. Kirilenko, S. N. Khonina, R. V. Skidanov, V. A. Soifer // Applied Optics. — 2017. — Vol. 56. — № 11. — P. E8–E15.
- [3] **Yang, C.** [Beam-holding property analysis of the perfect optical vortex beam transmitting in atmospheric turbulence](#) / C. Yang, Y. Lan, X. Jiang, H. Long, J. Hou, S. Chen // Optics Communications. — 2020. — Vol. 472. — P. 125879.
- [4] **Padgett, M.** [Tweezers with a twist](#) / M. Padgett, R. Bowman // Nature Photonics. — 2011. — Vol. 5. — P. 343–348.
- [5] **Lamperska, W.** [Optical vortex torque measured with optically trapped microbarbells](#) / W. Lamperska, J. Masajada, S. Drobczyński, P. Wasylczyk // Applied Optics. — 2020. — Vol. 59. — № 15. — P. 4703–4707.
- [6] **Bobkova, V.** [Optical grinder: sorting of trapped particles by orbital angular momentum](#) / V. Bobkova, J. Stegemann, R. Droop, E. Otte, C. Denz // Optics Express. — 2021. — Vol. 29. — № 9. — P. 12967–12975.
- [7] **Skidanov, R. V.** Optical micromanipulation using a binary dynamic light modulator / R. V. Skidanov, S. N. Khonina, V. V. Kotlyar // Computer Optics. — 2008. — Vol. 32. — P. 361–365.
- [8] **Fadeyeva, T. A.** [Spatially engineered polarization states and optical vortices in uniaxial crystals](#) / T. A. Fadeyeva, V. G. Shvedov, Y. V. Izdebskaya, A. V. Volyar, E. Brasselet, D. N. Neshev, A. S. Desyatnikov, W. Krolikowski, Y. S. Kivshar // Optics Express. — 2010. — Vol. 18. — № 10. — P. 10848–10863.
- [9] **Bazhenov, V. Y.** Laser beams with screw dislocations in their wavefronts / V. Y. Bazhenov, M. Vasnetsov, M. Soskin // JETP Letters. — 1991. — Vol. 52. — P. 429–431.
- [10] **Cazac, V.** [Polarization holographic recording of vortex diffractive optical elements on azopolymer thin films and 3D analysis via phase-shifting digital holographic microscopy](#) / V. Cazac, E. Achimova, V. Abashkin, A. Prisacar, C. Loshmanshii, A. Meshalkin, K. Egiazarian // Optics Express. — 2021. — Vol. 29. — № 6. — P. 9217–9230.
- [11] **Achimova, E.** [Direct surface relief formation on As₂S₃-Se nanomultilayers in dependence on polarization states of recording beams](#) / E. Achimova, A. Stronski, V. Abashkin, A. Meshalkin, A. Paiuk, A. Prisacar, P. Oleksenko, G. Triduh // Optical Materials. — 2015. — Vol. 47. — P. 566–572.

Дифракционные решетки для спектральных приборов

Н. К. Павлычева

Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева —
КАИ, Казань, Россия

Кратко рассмотрены основные оптические характеристики дифракционных спектральных приборов и этапы совершенствования дифракционных решеток. Описаны основные типы дифракционных решеток, используемых в спектральных приборах: классические дифракционные решетки (плоские и вогнутые), голограммные дифракционные решетки, неклассические вогнутые дифракционные решетки с коррекцией аберраций. Дан обзор опубликованных в последние годы работ, посвященных усовершенствованию технологии объемно-фазовых решеток, разработке оригинальных оптических схем на их основе, а также новым типам дифракционных решеток.

Ключевые слова: спектральные приборы, нарезные дифракционные решетки, голограммные дифракционные решетки, вогнутые дифракционные решетки, аберрации, объемно-фазовые дифракционные решетки, призмы.

Цитирование: Павлычева, Н. К. Дифракционные решетки для спектральных приборов / Н. К. Павлычева // НОЛОEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 182–195.

Введение

К спектральным приборам относят приборы, в которых тем или иным способом осуществляется разложение излучения на монохроматические составляющие, регистрация этих составляющих и измерение их интенсивности. Наиболее обширный класс таких приборов — дифракционные спектральные приборы, в которых разложение света производится с помощью дифракционных решеток.

Спектральные приборы используют практически во всех областях научной, производственной и хозяйственной деятельности человека. Обширной областью применения спектральных приборов является спектральный анализ. Задачей спектрального анализа является определение химического состава пробы по наличию определенных спектральных линий. Эмиссионный анализ позволяет проводить исследование химического состава вещества по спектру его излучения. Спектры излучения получают при высокой температуре с использованием дугового, искрового или импульсного разряда в воздухе или инертном газе. Абсорбционный анализ позволяет проводить исследование химического состава вещества по спектрам поглощения. Пучок света от источника пропускают через исследуемое вещество, при этом часть энергии будет поглощаться, в результате чего в спектре появятся линии поглощения. При анализе по спектрам комбинационного рассеяния исследуются спектры рассеяния монохроматического света при взаимодействии излучения с молекулами вещества, при котором в спектре наблюдаются, кроме линий, характеризующих падающий свет, дополнитель-

ные линии-спутники, сопровождающие каждую из линий первичного света. По интенсивности этих дополнительных линий можно судить о частотах собственных колебаний молекулы. При флуоресцентном анализе проводятся исследования на длине волны флуоресценции, которая отличается от длины волны возбуждающего света. И это далеко не полный список задач, решаемых с помощью спектральных приборов.

1. Спектральные приборы

По методу регистрации и виду анализа различают: спектрографы, монохроматоры, спектроскопы, стилоскопы, стилометр, спектрометры, полихроматоры, квантометры, спектрофотометры, атомно-эмиссионные спектроанализаторы, атомно-абсорбционные спектрофотометры, спектрофлуориметры. Приборы этих классов делятся на группы по основным техническим характеристикам: по спектральному диапазону, по дисперсии, по светосиле, по характеру оптики. Разнообразие задач, решаемых с помощью спектральных приборов, приводит к разнообразию требований к их оптическим характеристикам. Так, при исследовании спектров комбинационного рассеяния требуются спектральные приборы с большим относительным отверстием, большой дисперсией и низким уровнем рассеянного спектра. Мобильные спектральные приборы должны обладать достаточно высокими характеристиками при небольших габаритах. Ряд задач требуют создания приборных рядов, включающих приборы различной степени сложности.

Особенностью спектральных приборов является наличие в них диспергирующего устройства, которое осуществляет разложение излучения на монохроматические составляющие. Благодаря наличию диспергирующего устройства ось симметрии в спектральном приборе отсутствует, а плоскость симметрии может быть только одна. Объект, как правило, представляет собой узкую щель, и назначение оптической системы состоит в пространственном разделении монохроматических изображений входной щели. Из-за отмеченной особенности спектральные приборы имеют ряд специфических оптических характеристик, к которым относятся угловая дисперсия, линейная дисперсия, обратная линейная дисперсия, меридиональное увеличение, спектральный предел разрешения [1, 2].

По оптической схеме различают монохроматоры — приборы, выделяющие узкий участок спектра, и спектрографы — приборы, выделяющие протяженный участок спектра. В качестве диспергирующего устройства могут быть использованы спектральные призмы или дифракционные решетки. Как отмечается в обзорной работе [3], до середины прошлого столетия роль диспергирующих устройств играли, в основном, призмы и призмённые системы, однако в настоящее время призмы применяются в спектральных приборах лишь в качестве вспомогательных диспергирующих элементов. В большинстве случаев в качестве диспергирующего устройства в спектральных приборах используют дифракционные решетки.

2. Классические дифракционные решетки

Первая дифракционная решетка была изготовлена в 1785 г. американским астрономом Д. Риттенхаузом [4]. Однако первым ученым, проводившим эксперименты по дифракции

света на дифракционных решетках, был Й. Фраунгофер (1821 г.). В 1882 г. дифракционные решетки были усовершенствованы Роуландом, использовавшим для их изготовления делительную машину и создавшим вогнутую дифракционную решетку. Несовершенство делительных машин, служащих для нарезания дифракционных решеток, приводило к появлению ложных спектральных линий, называемых «духами» [5]. В 1960-х и 1970-х годах появились делительные машины, в которых ход винта контролировался с помощью интерферометра, благодаря чему от «духов» удалось избавиться. Важным этапом в развитии диспергирующих элементов явилось создание Р. Вудом отражательных решеток с определенным профилем штриха (профилированных решеток), что позволило концентрировать энергию в заданном порядке спектра. Большую роль в промышленном использовании дифракционных решеток сыграло развитие технологии копирования, позволившее значительно снизить их стоимость.

2.1. Плоские нарезные дифракционные решетки

Плоская дифракционная решетка представляет собой пластинку, на которую нанесен ряд параллельных равноотстоящих штрихов. Различают отражательные и пропускающие или прозрачные дифракционные решетки. Нарезные пропускающие решетки почти не находят применения в современном спектральном приборостроении, в то время как отражательные дифракционные решетки являются основным видом диспергирующих элементов современных спектральных приборов.

Угол φ падения лучей на отражательную дифракционную решетку и углы дифракции φ' связаны соотношением, называемым основным уравнением дифракционной решетки.

$$\sin \varphi + \sin \varphi' = k\lambda N, \quad (1)$$

где k — порядок дифракционного спектра, λ — рабочая длина волны, N — число штрихов, приходящихся на один миллиметр поверхности решетки; обратная числу штрихов величина, обозначаемая обычно e , называется постоянной или шагом дифракционной решетки.

Теоретическая разрешающая способность «по Рэлею» для дифракционной решетки выражается следующим образом.

$$R_0 = km, \quad (2)$$

где m — общее число штрихов дифракционной решетки.

Отношение лучистого потока длины волны λ , направляемого решеткой в главный максимум k -того порядка спектра, к лучистому потоку этой длины волны, падающему на решетку, называют эффективностью решетки $\rho_k(\lambda)$.

2.2. Профилированные решетки

Диспергирующие свойства дифракционной решетки определяются уравнением (1), а эффективность решетки зависит от профиля штрихов, т. е. формы канавок, образуемых резцом на заготовке дифракционной решетки. Часть энергии излучения, дифрагированного решеткой, отражается от нее, как от зеркала в нулевой порядок, другая часть распределяется между спектрами различных порядков. Решетки, изготовленные на современных делительных машинах,

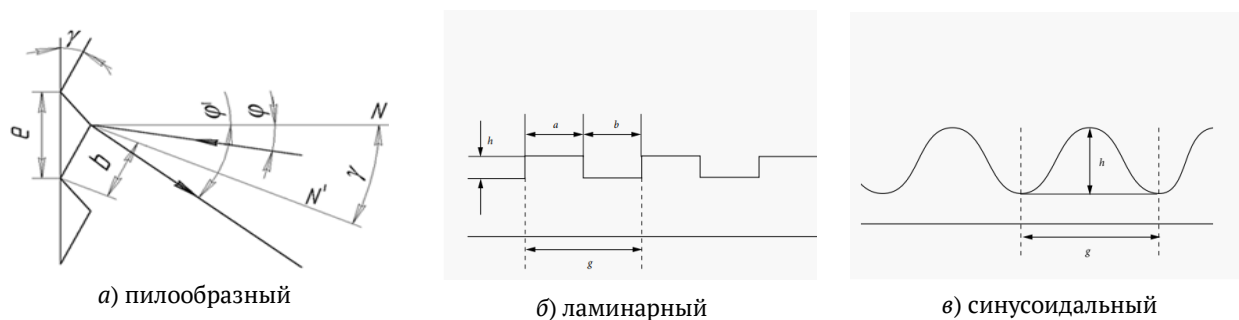


Рис. 1. Профили штрихов дифракционных решеток

имеют, как правило, треугольный (пилообразный) профиль штрихов. Такие решетки называют профилированными дифракционными решетками, решетками «с блеском» или рельефно-фазовыми решетками (рис. 1а). На рис. 1а введены следующие обозначения: N — нормаль к плоскости заготовки, N' — нормаль к зеркальному элементу решетки, e — постоянная дифракционной решетки, b — ширина зеркальной площадки.

Профилированная решетка состоит из одинаковых зеркальных площадок шириной b , плоскости которых параллельны друг другу и образуют угол γ с общей касательной плоскостью всех зеркальных элементов. Максимальное значение эффективности дифракционной решетки принимает, когда направление дифрагированного пучка совпадает с направлением лучей, зеркально отраженных от рабочих площадок решетки. Длина волны $\lambda_{k,0}$, для которой выполняется это условие в спектре k -того порядка, называется длиной волны блеска. Профилированные дифракционные решетки для ИК области называются эшелеттами. Эшелетты характеризуются низкими значениями угла блеска и частоты штрихов, рабочей в эшелетте является широкая грань ступеньки. Решетки, предназначенные для работы в высших порядках, у которых рабочей является узкая грань ступеньки, называют эшелле. Углы γ у эшелле бывают 60° и более. Эшелле обеспечивают дисперсию и разрешающую силу, которые не могут быть достигнуты при работе решетки в низких порядках спектра.

2.3. Ламинарные решетки

Другим возможным профилем решетки является ламинарный профиль (рис. 1б). Ламинарные решетки определяются не только расстоянием между штрихами a и глубиной профиля h , но и отношением a/b [6]. Оптимизируя отношение a/b , можно значительно увеличить дифракционную эффективность. В частности, если высота шага равна $h = \lambda/4$, то нулевой порядок исчезает, когда $a/b = 1$. В результате получается максимальная интенсивность в первом порядке для длины волны блеска $\lambda = 4h$. Кроме того, ламинарная решетка обычно вызывает значительно меньше рассеянного света, чем профилированные решетки. Это делает ламинарные решетки особенно подходящими для длин волн УФ-диапазона и ниже.

2.4. Вогнутые нарезные дифракционные решетки

Вогнутая дифракционная решетка обладает свойствами как диспергирующего, так и фокусирующего элементов, и поэтому может являться единственным оптическим элементом спектрального прибора. Если центр входной щели A находится на расстоянии $d = r \cos \varphi$ от вершины решетки, то для любых φ и φ' точки A и A' лежат на окружности, проходящей через вершину решетки O , с центром на оси X и диаметром, равным радиусу кривизны решетки r — круге Роуланда. На круге Роуланда, кроме дефокусировки, отсутствует меридиональная кома, однако астигматизм достигает значительной величины. Для устранения астигматизма присущего схемам с вогнутыми решетками используют решетки с сферическими поверхностями, имеющими различные радиусы кривизны r_m и r_s в меридиональном и сагиттальном сечениях.

В спектрографах с вогнутыми решетками чаще всего используются схемы с фокусировкой на круге Роуланда. Из этих схем наибольшими возможностями обладает схема Пашена — Рунге, в которой на круге Роуланда размещены щель, решетка и кассета, механически не связанные друг с другом. На основе вогнутых решеток было предложено ряд схем монохроматоров, в большинстве из них при сканировании спектра необходимо осуществлять как поступательное, так и вращательное движения, что делает очень сложной их конструкцию. Наибольшее распространение получила схема Сейя — Намиоки, в которой уменьшение величины остаточной дефокусировки достигается соответствующим выбором конструктивных параметров схемы: $d'_0 = d = r \cos \theta/2$ ($\theta \approx 70^\circ$). Основным преимуществом схемы Сейя — Намиока является простота конструкции, недостатком является большой астигматизм схемы.

3. Голограммные дифракционные решетки

Резкий скачок в развитии технологии дифракционных решеток произошел в 70-е годы прошлого столетия, когда фирма Jobin Yvon (Франция, в настоящее время входит в группу компаний HORIBA) освоила промышленный выпуск голограммных дифракционных решеток. Идея использования света для изготовления дифракционных решеток была предложена Майкельсоном в 1915 г. Однако изготовление высококачественных дифракционных решеток стало возможным только с тех пор, как появились фоторезистивные покрытия высокого разрешения и лазеры.

Голограммная дифракционная решетка (ГДР) представляет собой зарегистрированную на светочувствительном материале интерференционную картину, образованную двумя когерентными пучками света. Когерентные пучки формируют, разделяя светоделительными зеркалами излучение лазера. Для получения отражательной решетки на её поверхность наносят слой металла. Форма штрихов и расстояние между ними определяются положением источников излучения относительно заготовки и длиной волны излучения λ_0 . Частота штрихов N связана с углами голографирования соотношением

$$\frac{1}{N} = \frac{\lambda_0}{\sin i_1 - \sin i_2}. \quad (3)$$

Для спектроскопистов наибольший интерес представляют следующие характеристики дифракционных решеток: разрешение, частота штрихов, уровень рассеянного света и эффективность. Исследования, проведенные в 70–80-е годы прошлого столетия, показали значительное преимущество голограммных дифракционных решеток перед нарезными [7]. Уровень рассеянного ГДР света на порядок ниже, чем у механически нарезанных решеток. Теоретическое разрешение решетки, используемой в первом порядке, определяется согласно соотношению (2) полным числом штрихов решетки. Размер решеток лимитируется формирующей когерентные пучки оптикой и мощностью лазера. Уже те годы были получены ГДР, имеющие 6000 штр/мм и диаметром до 600 мм, в то время как нарезные решетки с шагом 2400 штр/мм являются и в наше время уникальными, а их стандартные размеры, в основном, ограничены 200×200 мм². Реальное разрешение ГДР близко к дифракционному пределу. Эффективность голограммной дифракционной решетки определяется формой и глубиной штрихов. Как правило, ГДР имеют симметричный профиль штрихов (рис. 2в), поэтому их эффективность несколько ниже, чем у нарезных решеток, но более однородна по спектральному диапазону (амплитудные решетки). Для получения более высокой концентрации энергии в заданном диапазоне необходимо получение штрихов ступенчатого профиля, что достигается либо применением технологии ионного травления, либо использованием записи во встречных пучках. Широкий диапазон профилей штрихов позволяет получить использование нелинейностей характерной кривой фоторезиста и обработка предварительной экспозицией, стоячими волнами и др.: синусоидальный, ламинарный, пилообразный [6].

Благодаря этим преимуществам, голограммные решетки практически вытеснили свои нарезные аналоги.

Современные приборы с плоскими дифракционными решетками, как правило, построены по схемам Черни — Турнера и Эберта — Фасти [3]. В этих схемах в качестве объективов используются вогнутые зеркала, входная щель находится в фокусе коллимирующего зеркала, решетка установлена в параллельном ходе. Основное отличие — схема Черни — Турнера применяется в монохроматорах, схема Эберта — Фасти — в спектрографах, решетка в этой схеме устанавливается на расстоянии от камерного (фокусирующего) зеркала на 0,85 его фокусного расстояния, что обеспечивает плоское поле. В спектральных приборах высокого разрешения применяют решетки-эшелле, для устранения наложения спектров различных порядков, в основном, используют спектральную призму, направление дисперсии которой перпендикулярно дисперсии решетки (схемы со скрещенной дисперсией). Из оптических схем на основе вогнутых отражательных решеток наиболее востребована схема Пашена — Рунге [3].

4. Неклассические вогнутые дифракционные решетки

4.1. Вогнутые голограммные дифракционные решетки с коррекцией аберраций

Наиболее перспективной для разработчиков спектральных приборов оказалась возможность менять фокусирующие свойства вогнутых решеток благодаря соответствующему выбору параметров голографирования. Появились новые, более простые оптические системы:

- монохроматоры, состоящие только из неподвижных входных и выходных щелей и решетки, вращающейся вокруг своей оси (монохроматор с простым вращением);

- спектрометры полихроматорного типа без подвижных частей, с неподвижной решеткой

и плоская диодная решетка или матрица, охватывающая все интересующие длины волн;

- спектрографы с фиксированной входной щелью, фиксированной решеткой и плоской диодной решеткой или матрицей, охватывающие весь рабочий спектральный диапазон (спектрографы с плоским полем).

В соответствии с классификацией, предложенной фирмой Jobin-Yvon, вогнутые голограммные дифракционные решетки (ВГДР) подразделялись на 4 типа [8].

Тип I — ВГДР с эквидистантными прямыми штрихами, по своим аберрационным свойствам не отличающиеся от обычной сферической решетки. Такие решетки получаются, если освещать заготовку решетки двумя параллельными пучками лучей, симметричных относительно нормали к заготовке.

Тип II — ВГДР для работы в установках на круге Роуланда, при их записи оба источника также должны находиться на круге Роуланда. У таких решетках, как и у нарезных, на круге Роуланда отсутствуют дефокусировка и меридиональная кома. При удовлетворении определенного соотношения для длины волны λ полностью исправляется астигматизм [1].

Тип III — если один из источников голографирования находится в центре кривизны, а точки A и A' гармонически сопряжены, т. е. $OA \cdot OA' = r^2$, решетки для 2-х длин волн дают стигматичные изображения входной щели при относительных отверстиях до 1:1. Сагиттальные лучи фокусируются на прямой OA', а меридиональные — на сложной кривой. В точках пересечения фокалей изображение щели стигматично, но быстро ухудшается при удалении от этих точек.

Все остальные варианты голограммных решеток были отнесены к типу IV. Однако достаточно быстро в отдельные типы выделились решетки для работы в монохроматорах с простым вращением и в спектрографах с плоским полем.

Предложено достаточно большое число методов оптимизации параметров ВГДР, работающих в схемах монохроматоров с простым вращением [9]. Оптимизация достигается за счет соответствующего выбора положения входной и выходной щелей и параметров записи решетки. Возможна минимизация дефокусировки, астигматизма и меридиональной комы [10] либо минимизация дефокусировки и исправление астигматизма и меридиональной или са-

гиттальной комы для средней длины волны [11, 12]. Предложены методы расчета ВГДР, улучшающих абберрационные характеристики монохроматоров Сейя — Намиока [13, 14]. Дополнительный коррекционный параметр дает использование асферических подложек. Так использование тороидальной подложки позволило разработать монохроматор с простым вращением для вакуумной ультрафиолетовой области (15–150 нм) с минимизацией дефокусировки, астигматизма и других абберраций в рабочем спектральном диапазоне [15].

Интерес к схемам спектрографов с плоским полем резко вырос в связи с использованием в качестве приемников излучения фотодиодных и ПЗС линеек и матриц. В спектрографах с такими приемниками поверхность изображения должна быть плоской.

По методике фирмы Jobin-Yvon, предложенной для спектрографов с плоским полем, оптимизация схемы достигается путём многократных расчётов на ЭВМ [16], в ходе которых производится подбор параметров голографирования d_1, i_1, d_2, i_2 , а также последовательное изменение угла между падающими и дифрагированными лучами ($\varphi' - \varphi$) и угла наклона плоскости фокусировки спектра. В результате такой оптимизации для трех длин волн минимизируются дефокусировка, астигматизм и меридиональная кома.

Нами предложена методика расчета спектрографа с вогнутой голограммной дифракционной решеткой, имеющей плоскую поверхность фокусировки спектра, перпендикулярную лучу средней длины волны спектрального диапазона, дифрагированному в вершине решетки [17, 18]. В этом случае, схема более компактна, и дисперсия практически не меняется по спектру.

Еще большими коррекционными возможностями обладают ВГДР, при записи которых используются негомоцентрические пучки. Теория таких решеток и варианты их записи даны в работе [18]. При записи решеток в интерферирующие пучки вводятся либо цилиндрические объективы, либо цилиндрические зеркала, либо сферические зеркала с наклонным падением на них пучков, в результате фокусы интерферирующих пучков в меридиональной и сагиттальной плоскостях находятся на разном расстоянии от подложки. Это позволяет исправить, дополнительно к дефокусировке, астигматизму и меридиональной коме, сагиттальную кому и сферическую абберрацию 3-го порядка. Пальмер назвал ВГДР, получаемые интерференцией двух волновых фронтов, отраженных от вогнутых зеркал, решетками 2-го поколения [19]. Предложены решетки 3-го поколения, которые записываются при помощи двух волновых фронтов, получаемых при дифракции на двух ВГДР [20]. У таких решеток по крайней мере в одной точке спектра исправляются астигматизм, меридиональная и сагиттальная кома и сферическая абберрация. В других работах этого автора [21, 22] изложена теория ВГДР, при записи которых в один из интерферирующих пучков вводится зеркало, деформированное, подобно пластинке Шмидта, так, что исправляются абберрации решетки вплоть до 7-го порядка. Оригинальные методы записи ВГДР во встречных пучках предложены в работах [23–24]. При двухступенчатом методе вначале записывается точечными источниками вспомогательная решетка, абберрации которой исправляются для длины волны лазера, которым будет записана

основная решетка. При записи основной решетки вспомогательная решетка служит объективом осветителя. В другом методе используется интерференция пучков от одного источника. Первый пучок отражается от сферического зеркала, проходит через подложку, отражается от 2-го зеркала, отраженный пучок интерферирует с первым пучком. Запись ВГДР встречными пучками позволяет не только улучшить абберационные характеристики, но и получить ступенчатый профиль штриха. Однако применение таких способов записи требует большой точности обработки нерабочей стороны заготовки и высокой однородности ее материала.

Возможность исправления астигматизма ВГДР одновременно с плоской поверхностью фокусировки позволило создать изображающие дифракционные решетки [8]. При использовании в спектральном приборе ПЗС-матрицы с помощью такой решетки можно сфокусировать несколько источников на входной щели и независимо оценить спектр от каждого источника.

Появление ВГДР с коррекцией aberrаций послужило толчком к созданию и совершенствованию неклассических нарезных дифракционных решеток.

4.2. Вогнутые нарезные неклассические дифракционные решетки

Вогнутая нарезная неклассическая дифракционная решетка (ВННДР), в общем случае, имеет криволинейные штрихи и переменное расстояние между ними. Производство таких решеток было освоено в СССР [25] и Японии [26] еще в 80-х годах прошлого столетия. Параметры записи решетки и параметры нарезки связаны между собой определенными соотношениями [27], поэтому, в принципе, для любой голограммной дифракционной решетки можно рассчитать нарезной аналог и наоборот. Поскольку параметры записи голограммной дифракционной решетки и ее нарезного аналога связаны, выбор типа неклассической решетки при разработке методов расчета оптических схем не играет принципиальной роли.

Кроме того, поскольку исключительно низкий уровень рассеянного света не всегда требуется, а хорошая технология копирования делает тип производства менее важным, в настоящее время для ряда задач используются, как голограммные, так и механически нарезанные решетки. Например, получение длинных плоских эшелеттных решеток с блеском, имеющих 60 штрихами на мм, чрезвычайно сложно интерференционным способом, но легко выполняется на делительной машине.

Для изготовления нарезных светосильных и цилиндрических дифракционных решеток предложено новое техническое решение — делительные машины маятникового типа, позволяющие решить задачу получения дифракционной структуры на крутой поверхности с большой стрелкой прогиба при сохранении высокой концентрации энергии в рабочем порядке дифракции и умеренного уровня рассеянного света [28].

В настоящее время дифракционные решетки описанных выше типов промышленно выпускаются как зарубежными (компания Carl Zeiss Microscopy GmbH [6], корпорация HORIBA

Jobin Yvon Ltd. [8], компания Shimadzu Corporation [29]), так и отечественными предприятиями (Компания «ХолоГрэйт» [30], АО «НПО ГИПО» [31]), полностью обеспечивая потребности производителей серийных спектральных приборов.

5. Объемно-фазовые дифракционные решетки

Объемно-фазовая дифракционная решетка представляет собой структуру с периодическим изменением показателя преломления материала. Максимум эффективности дифракции на такой объемной решетке описывается условием Брэгга.

$$k\lambda = en \sin \varphi_{Br}, \quad (4)$$

где n — показатель преломления материала решетки, φ_{Br} — угол падения, измеряемый в среде. Объемно-фазовые решетки получают голографическим способом, регистрируя на фоточувствительном материале интерференционную картину, полученную от двух когерентных источников излучения. Материалы для объемной голографии [32] позволяют записывать структуры с пространственной частотой до 6000 штр/мм. Теоретическое значение максимума дифракционной эффективности достигает 100%. Объемно-фазовые дифракционные решетки обладают высокой угловой и спектральной селективностью, т. е. их дифракционная эффективность сильно зависит от угла падения излучения и его спектрального состава. Это свойство препятствует получению равномерно высокой эффективности в широком спектральном диапазоне, однако в сравнительно узком спектральном диапазоне при умеренно высоком спектральном разрешении с объемно-фазовыми решетками удастся достичь высокого пропускания [33]. Узкий одновременно регистрируемый спектральный интервал, пожалуй, является основной причиной того, что в настоящее время этот тип решеток используется, преимущественно, в спектральных приборах, предназначенных для научных исследований. Однако активно ведутся исследования по расширению областей применения объемно-фазовых решеток — предлагаются новые схемные решения, новые материалы для записи и новые методы записи. Так, предложены оригинальные оптические схемы спектрографов на основе каскада пропускающих объемно-фазовых решеток [34] и с мультиплексированным диспергирующим устройством, состоящем из двух объемно-фазовых решеток [35]. Инновационное решение — запись многослойных мультиплексированных объемно-фазовых решеток — позволяет зарегистрировать несколько спектров в одном кадре [36]. Благодаря этому удастся увеличить разрешение и одновременно регистрируемый спектральный диапазон, что позволяет астрономам значительно экономить свое рабочее время на телескопе. Ключевым моментом для реализации предложенных многослойных мультиплексированных объемно-фазовых решеток, по мнению авторов, является создание нового фотополимерного материала *Vaufol Hx film*. Пленка *Vaufol® HX* — светочувствительная фотополимерная пленка, которая может быть использована для изготовления отражающих и пропускающих объемно-фазовых голограмм [37]. Они выпускаются в промышленных масштабах и состоят как минимум из трехслойного стека: прозрачной пленочной подложки, светочувствительного фотополимера и защитной

пленки. Толщину фотополимерного слоя можно менять для регулировки необходимой угловой и спектральной брэгговской селективности.

Среди новых методов записи следует отметить сверхбыструю лазерную запись (ULI)-быстро развивающийся метод, который использует сфокусированные ультракороткие лазерные импульсы для локального изменения показателя преломления диэлектрических материалов в трехмерном пространстве. В работе [38] описана объемно-фазовая решетка с частоту 333 штр./мм, выполненная методом ULI в стекле из сульфида галлия и лантана (GLS). Полученная решетка имела дифракционную эффективность в первом порядка 71% при длине волны 633 нм, менее 5% интегрального рассеянного света и предназначалась для применения в астрономии (выдержала охлаждение до 20 К.)

6. Гризмы

Гризма — призма, имеющая пропускающую решетку на одной из своих поверхностей [39]. В редких случаях гризма может также иметь две решетки или криволинейные поверхности. Гризмы могут применяться в спектральном диапазоне от 115 нм до 30 мкм. В зависимости от материала призмы решетка либо копируется на поверхность призмы, либо нарезается непосредственно в материале призмы, либо изготавливается голографически (объемно-фазовые или рельефно-фазовые решетки) [40]. Гризмы используются для спектроскопии прямого обзора, например, в астрономии. Преимущество такого расположения заключается в том, что одна и та же камера может использоваться как для визуализации (без гризмы), так и для спектроскопии (с гризмой) без необходимости перемещения [35]. В работе [35] предложены спектрографы с мультиплексированным диспергирующим устройством, включающим две гризмы с объемно-фазовыми решетками, в которых достигнуто одновременное повышение угловой дисперсии, спектрального разрешения и пропускания оптической системы.

7. Скрещенные дифракционные решетки (cross-gratings)

В работе [41] представлена концепция и реализация компактного эшелле-спектрометра — cross-grating echelle spectrometer (CGES). Компактный эшелле-спектрометр CGES охватывает спектральный диапазон от 380 до 700 нм, обеспечивает спектральное разрешение ≈ 2 нм и предназначен для применения в полевых условиях, например, в сельском хозяйстве или геологии. Основным элементом спектрометра является скрещенная решетка, сочетающая основную решетку-эшелле, работающую в порядках дифракции от 5-го до 11-го, и наложенную на нее вспомогательную решетку, диспергирующую излучение в перпендикулярной плоскости. Представлены и обсуждены два альтернативных подхода к изготовлению скрещенной решетки (cross-gratings). Первый подход сочетает в себе литографию Талбота для основной решетки и интерференционную литографию для поперечно-диспергирующей структуры. В качестве второго подхода была применена прямая лазерная запись.

Заключение

Проведенный обзор позволил сделать следующие выводы.

К настоящему времени определились типовые схемы спектральных приборов широкого назначения и типы дифракционных решеток, которые в них используются. Несмотря на широкий круг задач, решаемых с помощью спектральных приборов, и разнообразие выпускаемых приборов, производители дифракционных решеток в полном объеме обеспечивают потребности массового производства.

Разработки последних лет проводятся в части создания новых типов дифракционных решеток, позволяющих реализовать требования к оригинальным спектральным приборам, предназначенным для решения частных исследовательских задач.

Список источников

- [1] **Пейсахсон, И. В.** Оптика спектральных приборов. — Л. : Машиностроение, 1975. — 312 с.
- [2] **Павлычева, Н. К.** Спектральные приборы с неклассическими дифракционными решетками. — Казань : Издательство КГТУ, 2003. — 198 с.
- [3] **Пейсахсон, И. В.** Оптика спектральных приборов на рубеже столетий // Оптический журнал. — 2002. — Том 69. — № 1. — С. 21–35.
- [4] **Багбая, И. Д.** [К истории дифракционной решётки](#) // Успехи физических наук. — 1972. — Том 108. — № 10. — С. 335–337.
- [5] **Тарасов, К. И.** Спектральные приборы. — Л. : Машиностроение, 1977. — 368 с.
- [6] Gratings / URL: www.zeiss.de/gratings.
- [7] **Pieuchard, G.** Properties of ruled and holographic gratings / G. Pieuchard, J. Flamand // Japanese Journal of Applied Physics. — 1975. — Vol. 14. — № 1. — P. 153–157.
- [8] Продукция — HORIBA / URL: www.horiba.com/ru/scientific/products/
- [9] **Пейсахсон, И. В.** Оптимизация параметров оптических систем спектральных приборов // Оптический журнал. — 1995. — № 12. — С. 3–11.
- [10] **Pouey, M.** [Desing of simple rotating stigmatic concave grating monochromators](#) // Applied Optics. — 1974. — Vol. 13. — P. 2739–2740.
- [11] **Пейсахсон, И. В.** Коррекция aberrаций в симметричной схеме монохроматора с вогнутой голографической дифракционной решеткой / И. В. Пейсахсон, Н. Ю. Черняк // Оптика и спектроскопия. — 1983. — Том 55. — № 4. — С. 737–741.
- [12] **Пейсахсон, И. В.** Расчет оптимальных параметров монохроматора со сферическими голограммными дифракционными решетками / И. В. Пейсахсон, Л. Е. Левандовская // Оптика и спектроскопия. — 1991. — Том 71 — № 1. — С. 188–193.
- [13] **Noda, H.** [Design of holographic concave gratings for Seya-Namioka monochromators](#) / H. Noda, T. Namioka, M. Seya // Journal of the Optical Society of America. — 1974. — Vol. 64. — № 8. — P. 1043–1048.
- [14] **Singh, M.** Seya–Namioka monochromators theory and design of holographic concave grating / M. Singh, G. Reddy // Optik. — 1986. — Vol. 74. — № 4. — P. 142–153.
- [15] **Lepere, D.** Monochromateur a simple rotation du reseau, a reseau holographique sur support torique par l’ultraviolet lointain // Nouvelle Revue d’Optique. — 1975. — Vol. 6. — P. 173–178.
- [16] **Patent № 2334947 FR.** Spectrographe a champ plan pour un domaine spectral etendu, utilisant un reseau holographique concave / G. Passeran. — Publ. 1977.
- [17] **Павлычева, Н. К.** Расчет спектрографа с плоским полем на основе голографической решетки / Н. К. Павлычева // ОМП. — 1979. — № 7. — С. 15–16.
- [18] **Nazmееv, M.** New generation spectrographs / M. Nazmееv, N. Pavlycheva // Optical Engineering. — 1994. — Vol. 33. — №P. 2777–2782.

- [19] **Palmer, C.** [Theory of second-generation holographic diffraction gratings](#) // Journal of the Optical Society of America A. — 1989. — Vol. 6. — № 8. — P. 1175–1178.
- [20] **Duban, M.** [Third generation holographic Rowland mounting: fourth order theory](#) // Applied Optics. — 1999. — Vol. 38. — № 16. — P. 3443–3449.
- [21] **Duban, M.** [Theory of spherical holographic gratings recorded by use of a multimode deformable mirror](#) // Applied Optics. — 1998. — Vol. 37. — № 31. — P. 7209–7217.
- [22] **Duban, M.** [Recording high-dispersion spherical holographic gratings by use of a multimode deformable mirror](#) // Applied Optics. — 2000. — Vol. 39. — № 1. — P. 16–19.
- [23] **Sokolova, E.** Holographic diffraction gratings for flat-field spectrometers // Journal of Modern Optics. — 2000. — Vol. 47. — № 30. — P. 2377–2389.
- [24] **Соколова, Е. А.** Вогнутые дифракционные решетки, записанные во встречных пучках. // Оптический журнал. — 1999. — Том 66. — № 12. — С. 88–93.
- [25] **Герасимов, Ф. М.** Стигматические вогнутые решетки на сферических поверхностях, изготовленные механическим способом / Ф. М. Герасимов, Э. А. Яковлев // Оптика и спектроскопия. — 1979. — Том 46. — С. 1177–1182.
- [26] **Narada, T.** [Mechanically ruled aberration-corrected concave gratings](#) / T. Narada, T. Kita // Applied Optics. — 1980. — Vol. 19. — № 23. — P. 3787–3792.
- [27] **Бажанов, Ю. В.** Соотношение между параметрами нарезных и голографических вогнутых дифракционных решеток / Ю. В. Бажанов // ОМП. — 1979. — № 10. — С. 1–2.
- [28] **Мельников, А. Н.** Технологии формообразования светосильных дифракционных оптических элементов на основе использования делительной техники маятникового типа / А. Н. Мельников // Фотоника. — 2019. — Том 13. — № 5. — С. 468–475.
- [29] OPTICAL DEVICES : SHIMADZU CORPORATION / URL: www.shimadzu.com/opt
- [30] Голографические защитные решения от компании «ХолоГрэйт» / URL: www.holograte.com
- [31] Швабе — О компании — Организации «Швабе» / URL: <http://shvabe.com/about/company/gosudarstvennyy-institut-prikladnoy-optiki/produktsiya-gipo>
- [32] **Малов, А. Н.** Голографические регистрирующие среды на основе дихромированного желатина: супрамолекулярный дизайн и динамика записи / А. Н. Малов, А. В. Неупокоева. — Иркутск : ИВВА-ИУ (ВИ), 2006. — 345 с.
- [33] Andor HoloSpec / Oxford Instruments / URL: <https://andor.oxinst.com/products/holospec-imagingspectrograph/holospec> (06.10.2018).
- [34] **Muslimov, E. R.** [Design and optimization of a dispersive unit based on cascaded volume phase holographic gratings](#) / E. R. Muslimov, G. G. Valyvin, S. N. Fabrikas, N. K. Pavlycheva // Holography: Advances and Modern Trends V : Proceedings of SPIE. — 2017. — Vol. 10233 — P. 102331L.
- [35] **Zanutta, A.** [Spectral multiplexed VPHG based on photopolymers: the first application on a spectrograph](#) / A. Zanutta, E. Muslimov, G. Valyavin, S. Fabrika, A. Bianco // Advances in Optical and Mechanical Technologies for Telescopes and Instrumentation III : Proceedings of SPIE. — 2018. — Vol. 10706 — P. 1070639.
- [36] **Zanutta, A.** Spectral multiplexing using stacked VPHGs — Part I / A. Zanutta, M. Landoni, M. Riva, A. Bianco // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. — arXiv preprint arXiv:1704.08150. — 2017.
- [37] **Bruder, F.-K.** [Expanding the Property Profile of Bayfol HX® Films Towards NIR Recording and Ultra-High Index Modulation](#) / F.-K. Bruder, J. Frank, S. Hansen, A. Lorenz, C. Manecke, R. Meisenheimera, J. Millsb, L. Pitzera, I. Pochorovskia, T. Röllea // Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) II : Proceedings of SPIE. — 2021. — Vol. 11765. — P. 117650J.

- [38] **Lee, D.** [Performance of volume phase gratings manufactured using ultrafast laser inscription](#) / D. Lee, R. R. Thomson, C. R. Cunninghama // Modern Technologies in Space- and Ground-based Telescopes and Instrumentation II. : Proceedings of SPIE. — 2012. — Vol. 8450. — P. 84502X.
- [39] **Patent №5652681 US.** Grism (Grating-Prism Combination) / C. W. Chen, E. W. Gossett. — Publ. 29.07.1997.
- [40] **Мельников А. Н.** Неклассические дифракционные решетки на выставке Laser World of Photonics 2019 / А. Н. Мельников, Н. Л. Истомина // Фотоника. — Том 13. — № 7. — 2019. — P. 614–618.
- [42] **Thomae D.** [Compact echelle spectrometer employing a cross-grating](#) / D. Thomae, T. Honle, M. Kraus, V. Bagusat, A. Deparnay, R. Bruning, R. Brunner // Applied Optics. — 2018. — Vol. 57. — No 25. — P. 7109–7116.

Гармоническая дифракционная линза для RGB-светодиодного излучения

Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Пенза, Россия

Показано, что гармоническая пилообразная микроструктура позволяет дифракционной линзе работать с полихроматическим излучением, в частности с излучением RGB-светодиодов, но только с ограничениями, обусловленными продольным хроматизмом и специфической кривизной поля, которые в свою очередь зависят от дисперсионных свойств оптического материала линзы.

Ключевые слова: дифракционная линза, гармоническая пилообразная микроструктура, дифракционная эффективность, продольный хроматизм, кривизна поля.

Цитирование: Грейсух, Г. И. Гармоническая дифракционная линза для RGB светодиодного излучения / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. И. Антонов // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 196–200.

Введение

Гармонической называют киноформную линзу, пилообразная микроструктура которой работает в высоких порядках дифракции и имеет глубину рельефа, существенно превышающую расчетную длину волны [1]. Апертура гармонической киноформной линзы разбита на так называемые гармонические зоны Френеля. Под этим термином понимается кольцевая зона апертуры, расстояния от краев которой до точки наблюдения (в данном случае фокальной точки F) отличаются на величину, равную произведению порядка гармоничности m на расчетную длину волны λ_0 , как это показано на рис. 1.

Глубина рельефа гармонической линзы

$$H = m\lambda_0 / (n_{\lambda_0} - 1), \quad (1)$$

где n_{λ_0} — показатель преломления материала подложки гармонической линзы на расчетной длине волны.

Как показано, например, в [2] дифракционная эффективность (ДЭ) гармонической линзы в k -м порядке дифракции и на длине волны λ равна

$$\eta = \left[\frac{\sin \left(\pi \left[k + \frac{m\lambda_0 \cos \Psi - \sqrt{n_{\lambda}^2 - \sin^2 \Psi}}{n_{\lambda_0} - 1} \right] \right)}{\pi \left(k + \frac{m\lambda_0 \cos \Psi - \sqrt{n_{\lambda}^2 - \sin^2 \Psi}}{n_{\lambda_0} - 1} \right)} \right]^2. \quad (2)$$

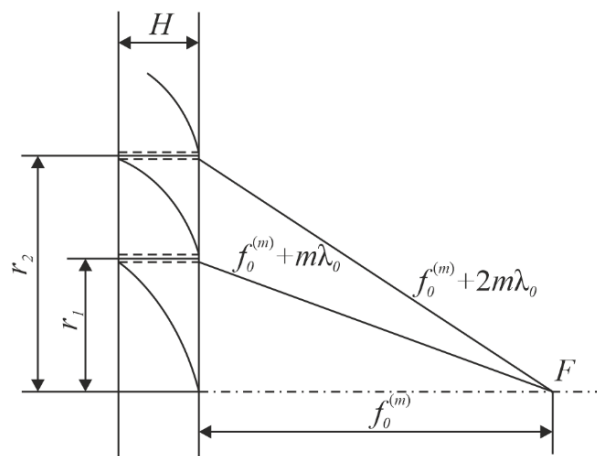


Рис. 1. Три приосевые зоны микроструктуры гармонической киноформной линзы

Здесь Ψ — угол падения излучения на гармоническую линзу, а n_λ — показатель преломления материала подложки гармонической линзы на длине волны λ . Из (2) легко получить, что длина волны λ_k , на которой при $\Psi = 0$ будет выполняться условие $\eta = 1$, имеет вид

$$\lambda_k = \lambda_0 \frac{m n_\lambda - 1}{k n_{\lambda_0} - 1}. \quad (3)$$

Что же касается фокусного расстояния гармонической линзы в k -м порядке дифракции и на длине волны λ , то оно описывается выражением

$$f^{(k)}(\lambda) = \frac{m \lambda_0}{k \lambda} f_0^{(m)}, \quad (4)$$

где $f_0^{(m)}$ — фокусное расстояние гармонической линзы в m -м дифракционном порядке на длине волны λ_0 .

Результаты исследования

Если гармоническая линза предназначена для работы в составе оптической системы, формирующей изображение объекта, освещаемого RGB-светодиодом, то ее ДЭ должна быть близка к единице по крайней мере на трех длинах волн, причем во всем диапазоне углов падения излучения на пилообразную микроструктуру. Здесь следует заметить, что с ростом угла падения плоской волны на микроструктуру увеличивается номер дифракционного порядка, обеспечивающего $\eta = 1$ на конкретной длине волны. Это доказано в [2] как в рамках скалярной теории дифракции (СТД), так и в рамках электромагнитной теории (RCWA-методом). Рост же номера дифракционного порядка, как следует из (4) приводит к уменьшению фокусного расстояния на выбранной длине волны. Т. е. возникает специфическая, обусловленная гармонической микроструктурой aberrация кривизны поля. Полностью исключить эту aberrацию можно лишь не допустив перескока дифракционного порядка, а следовательно, ограничив угол Ψ и, соответственно, падение ДЭ в дифракционном порядке, найденном по формуле (3), уровнем близким к единице.

Соответствующие исследования были проведены в предположении, что в качестве источника излучения выбран светодиод 599R2GBC-CA [3]. Максимумы его RGB-излучения приходятся на длины волн $\lambda_R = 0,625$ мкм, $\lambda_G = 0,525$ мкм, $\lambda_B = 0,460$ мкм. Полагалось, что в качестве материала гармонической линзы может быть использован кроно- или флинтоподобный оптический пластик, а падение ДЭ ограничивалось уровнями 0,95 и 0,8. В результате были получены предельные углы $\Psi_{0,95}$ и $\Psi_{0,8}$ для ряда гармонических линз выполненных из различных оптических пластмасс, представленных в соответствующих каталогах компьютерных программ оптического проектирования Zemax13 (каталоги ANGSTROMLINK, ZEON и MISC) [4] и Opticstudio (каталог APEL) [5], а также пластиков, выпускаемых фирмой MITSUBISHI GAS CHEMICAL под торговой маркой Lupizeta [6]. При этом оказалось, что обеспечить $\eta \approx 1$ одновременно на трех длинах волн (λ_R , λ_G и λ_B) для каждого оптического материала позволяют несколько значений порядка гармоничности m . Но предельные углы для любого материала линзы тем больше, чем ниже порядок гармоничности. Так, например, у гармонических линз, выполненных из группы кроно- и флинтоподобных пластиков, включающей ACRYLIC, E48R, APL5514ML, POLYCARB и EP4550 при $m = 6$, $k_R = 5$ и $k_B = 7$ наименьшие углы падения излучения, при которых $\eta = 0,95$, лежат в интервале $14,4^\circ - 14,85^\circ$, а наименьшие углы падения излучения, при которых $\eta = 0,8$, лежат в интервале $19,35^\circ - 20,7^\circ$. В то же время у гармонической линзы, выполненной из флинтоподобного пластика EP9000 при $m = 11$, $k_R = 9$ и $k_B = 13$ наименьший угол падения излучения, при котором $\eta = 0,95$, равен $11,25^\circ$, а наименьший угол падения излучения, при котором $\eta = 0,8$, равен $15,975^\circ$.

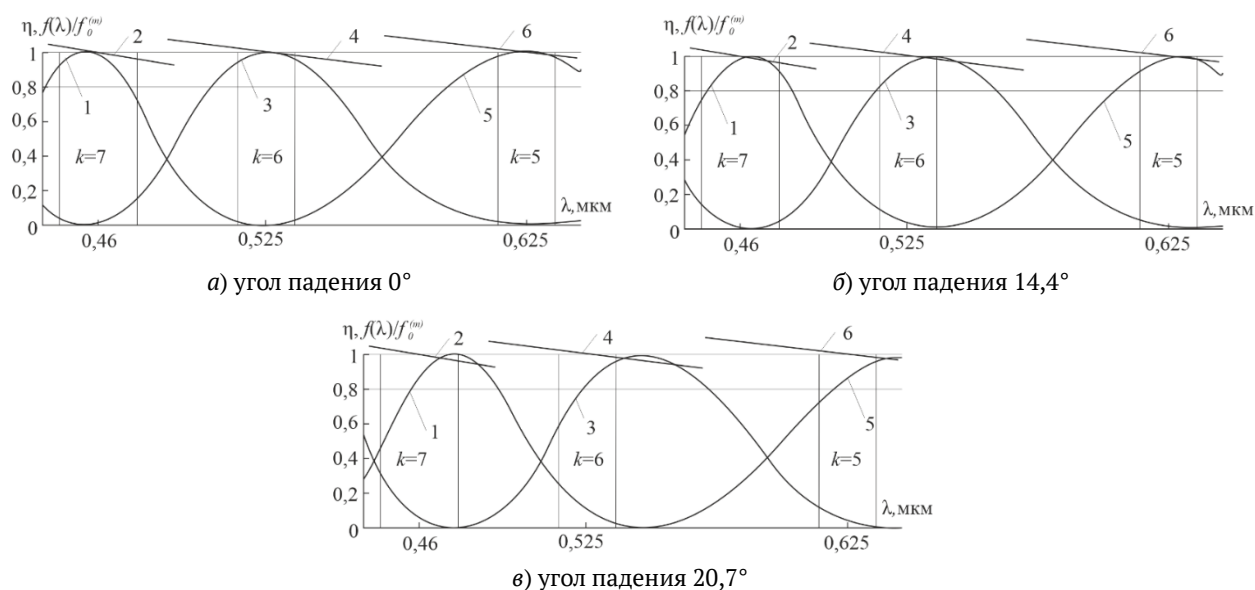
Что же касается фокусного расстояния гармонических линз, то оно как и у любой дифракционной линзы обратно пропорционально длине волны λ . При этом разница фокусных расстояний, а следовательно, и оптических сил фокусирующего элемента на центральной и крайних длинах волн рабочего спектрального диапазона, представляющая собой продольный хроматизм, обычно характеризуется коэффициентом дисперсии. В нашем случае этот коэффициент имеет вид

$$\nu = \frac{\Phi_0}{\Phi_{\lambda_{\min}} - \Phi_{\lambda_{\max}}} = \frac{\Phi_G}{\Phi_B - \Phi_R} = \frac{k_G \lambda_G}{k_B \lambda_B - k_R \lambda_R}, \quad (5)$$

где $\Phi_i = 1/f_i$ — оптическая сила гармонической линзы на длине волны λ_i , а k_i — порядок дифракции, в котором на длине волны λ_i обеспечивается $\eta \approx 1$.

Для гармонических линз, рассчитанных на излучение выбранного RGB- светодиода и выполненных из кроно- и флинтоподобных пластиков вышеприведенной группы формула (5) дает $\nu = 33,16$ и фокусное расстояние на длине волны λ_B равно $0,978 f_0^{(m)}$, а на длине волны λ_R — $1,008 f_0^{(m)}$. Здесь $f_0^{(m)}$ — фокусное расстояние гармонической линзы в m -ом дифракционном порядке на длине волны $\lambda_0 = \lambda_G$.

Вышеизложенное наглядно демонстрируют рис. 2а–2в, на которых приведены графики зависимости ДЭ и фокусного расстояния гармонической линзы, выполненной из пластика



1, 3, 5 — кривые зависимости ДЭ; 2, 4, 6 — кривые зависимости фокусного расстояния

Рис. 2. Кривые зависимости ДЭ и фокусного расстояния гармонической линзы от длины волны в трех дифракционных порядках при различных углах падения излучения на микроструктуру

E48R, от длины волны в трех дифракционных порядках: *а* — при нормальном падении излучения, *б* — при угле падения, соответствующем $\eta = 0,95$, и *в* — при угле падения, соответствующем $\eta = 0,8$. Вертикальные прямые на этих рисунках ограничивают по уровню половинной мощности спектральные RGB-полосы излучения светодиода 599R2GBC-CA: $0,625 \pm 0,01$ мкм; $0,525 \pm 0,011$ мкм; $0,460 \pm 0,015$ мкм.

Что касается гармонической линзы, выполненной из пластика EP9000, то у нее $\nu = 16,27$. При этом фокусное расстояние на длине волны λ_B равно $0,9657f_0^{(m)}$, а на длине волны λ_R — $1,027f_0^{(m)}$.

Заключение

Представленные в докладе результаты наглядно демонстрируют, что гармоническая пилообразная микроструктура позволяет дифракционной линзе работать с полихроматическим излучением, в частности с излучением RGB-светодиодов, но только с ограничениями, обусловленными продольным хроматизмом и специфической кривизной поля.

Величина хроматизма зависит от соотношения дифракционных порядков единичной эффективности. Причиной же специфической кривизны поля является перескок рабочего порядка дифракции с увеличением угла падения волн на микроструктуру. Причем допустимые углы падения для любого материала гармонической линзы тем больше, чем ниже порядок гармоничности.

Благодарность

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 20-19-00081).

Список источников

- [1] **Sweeney, D. W.** [Harmonic diffractive lenses](#) / D. W. Sweeney, G. E. Sommargren // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2469–2474.
- [2] **Грейсух, Г. И.** Гармоническая киноформная линза: дифракционная эффективность и хроматизм / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, С. А. Степанов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич // Оптика спектроскопия. — 2018. — Том 125. — № 2. — С. 223–228.
- [3] **Сыромясов, Д. О.** Исследование спектров излучения RGB-светодиода для построения модели цветового зрения / Д. О. Сыромясов // Научное обозрение. — 2017. — № 2. — С. ID44

О методе измерения распределения энергии света по фокусам для матрицы дифракционного компонента бифокальной интраокулярной линзы

В. П. Корольков¹, П. Е. Коношенко², С. Л. Микерин¹, Р. К. Насыров, Р. И. Куц¹

¹ Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз (БДРИОЛ) производятся в России на предприятии РЕПЕР-НН на основе фронтальной полимеризации жидкого фотополимера, помещенного между двумя прозрачными кварцевыми матрицами (вогнутой сферической и плоской с дифракционным рельефом). В ИАиЭ СО РАН разработан метод измерения распределения энергии по фокусам дифракционного компонента БДРИОЛ на основе временной планаризации слоев фоторезиста рельефа кварцевой матрицы дифракционного компонента. Получение необходимого коэффициента преломления фоторезиста осуществляется за счет подбора условий его сушки. Схема измерения распределения света по фокусам дифракционного элемента с планаризованным рельефом позволяет имитировать условия работы БДРИОЛ во внутриглазной среде и проводить измерения на длине волны света близкой к расчетной.

Ключевые слова: бифокальные дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы, дифракционная эффективность, фоторезист, планаризация, измерение коэффициента преломления.

Цитирование: Корольков, В. П. О методе измерения распределения энергии света по фокусам для матрицы дифракционного компонента бифокальной интраокулярной линзы / В. П. Корольков, П. Е. Коношенко, С. Л. Микерин, Р. К. Насыров, Р. И. Куц // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 201–206.

Введение

Мультифокальные интраокулярные линзы, широко применяемые офтальмологами, изготавливаются в различных формах, но основная концепция заключается в том, чтобы совместить в одном оптическом элементе две или три разные оптические силы, позволяющие формировать одновременно изображения как удаленных, так и близких предметов. Чаще всего недифрагированный свет в 0-й порядке дифракции используется для формирования изображения удаленных объектов, а +1-й порядок — для зрения вблизи [1].

В России на предприятии РЕПЕР-НН разработана технология изготовления таких БДРИОЛ на основе фронтальной полимеризации жидкого фотополимера, помещенного между двумя прозрачными кварцевыми матрицами [2]. Одна из них имеет выемку сферической формы, другая — плоскую поверхность с дифракционным оптическим элементом (ДОЭ), отвечающим за дополнительную оптическую силу. Диаметр сферического компонента равен 6 мм, дифракционного — около 5 мм. Согласно разработанному ранее дизайну БДРИОЛ [3–4]

глубина рельефа дифракционной матрицы изменяется от центра к периферии так чтобы распределение энергии по фокусам слабо зависело от диаметра зрачка несмотря на влияние сглаживания границ дифракционных зон. Прямое измерение распределения энергии света по дифракционным порядкам, формируемым изготовленной кварцевой дифракционной матрицей, осложняется тем, что глубина дифракционного рельефа соответствует работе полимерной линзы в стекловидном теле глаза и поэтому существенно больше, чем требуется при работе в воздухе. В настоящей предлагается и обсуждается метод решения данной проблемы.

1. Конструкция БДРИОЛ «МИОЛ-АККОРД» и дифракционной матрицы

Для правильной работы интраокулярной линзы в человеческом глазу необходима глубина рельефа кварцевой дифракционной матрицы, при которой дифракционная эффективность в 0- и +1-порядках будет одинакова. Такая ситуация возникает при глубине рельефа многоуровневого рельефа, соответствующей максимальному скачку фазы π . При такой разности фаз распределение дифракционной эффективности по порядкам дифракции весьма чувствительно к ошибкам глубины рельефа. Например, при ошибке глубины на 10% соотношение в 0 и +1 порядках дифракции изменится примерно на 34%. Абсолютная глубина рельефа определяется из условий работы имплантированной БДРИОЛ во внутриглазной жидкости и может быть найдена по формуле

$$h = \frac{\lambda}{2 \cdot (n_2 - n_1)} = \frac{555 \text{ нм}}{2 \cdot (1,505 - 1,336)} = 1642 \text{ нм}, \quad (1)$$

где λ — расчетная длина волны (середина спектрального диапазона глаза); n_2 и n_1 — показатели преломления материала БДРИОЛ и окружающей его внутриглазной жидкости [3]. Разность показателей преломления материала линзы и внутриглазной жидкости на длине волны 555 нм составляет 0,169.

Прямое измерение дифракционной эффективности по фокусам осложнено тем, что глубина дифракционного рельефа соответствует работе полимерной линзы во внутриглазной жидкости и существенно больше, чем требуется при работе в воздухе. Достичь указанной выше разности коэффициентов преломления путем иммерсии дифракционной матрицы в жидкость с низким коэффициентом преломления не удастся в силу того, что требуется жидкость с коэффициентом преломления порядка 1,29. Поэтому предлагается покрыть дифракционный рельеф матрицы материалом с коэффициентом преломления n_p не меньше, а больше, чем у плавленого кварца на величину, обеспечивающую максимальный скачок фазы π на длине волны пробного светового пучка, используемого для измерения распределения энергии по фокусам. С учетом того, что коэффициент преломления плавленого кварца, из которого изготавливается дифракционная матрица, равняется 1,4597 на длине волны 555 нм, коэффициент преломления планаризирующего материала должен быть как можно ближе к величине 1,6287.

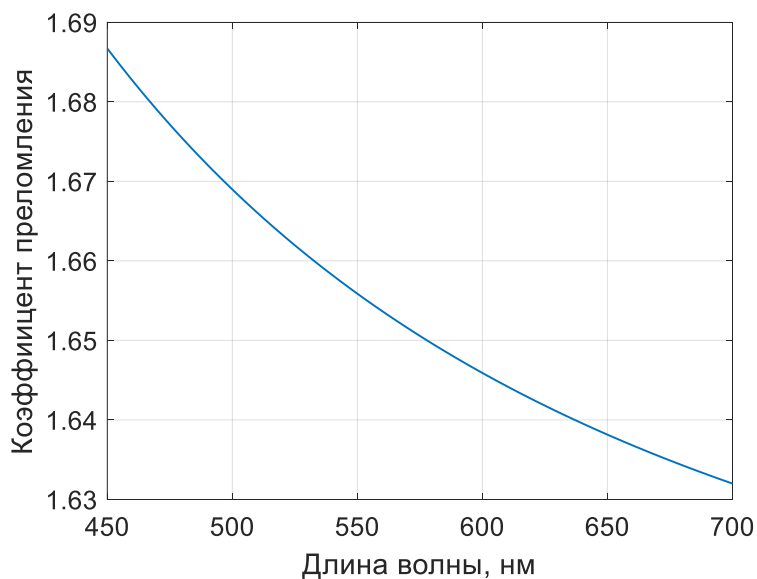


Рис. 1. Дисперсия коэффициента преломления высушенного фоторезиста S1828

2. Выбор материала для планаризации рельефа дифракционной матрицы

Кроме определенного коэффициента преломления материал для планаризации рельефа дифракционной матрицы должен обладать несколькими специфическими свойствами. Во-первых, должен удаляться с матрицы, полностью не оставляя ни каких химических следов после себя, чтобы избежать переноса загрязнений на интраокулярную линзу. Во-вторых, он должен наноситься достаточно толстым слоем, создавая на границе с воздухом плоскую поверхность с минимальными проявлениями рельефа матрицы. В-третьих, он должен быть достаточно стабильным, чтобы обеспечить неизменность свойств в процессе измерения распределения энергии света по фокусам дифракционной матрицы.

По нашему мнению, наиболее подходящим материалом, удовлетворяющим всем указанным требованиям, являются фоторезисты, разработанные для нанесения покрытий толщиной от 3 мкм и более.

Из отечественных фоторезистов наиболее подходящим является позитивный фоторезист ФП-3535, являющийся аналогом зарубежного S1828. Однако для российского фоторезиста в открытой печати отсутствуют данные о коэффициенте преломления для каких-либо длин волн. Поскольку производитель представляет ФП-3535 аналогом S1828, то в первом приближении их коэффициенты преломления должны быть близки. На рис. 1 показан график дисперсии коэффициента преломления фоторезиста S1828, высушенного по стандартной процедуре после нанесения на центрифуге. Как видно из графика, на длине волны 555 нм коэффициент преломления значительно выше определенного в параграфе 1 значения 1,6287.

Наша гипотеза состояла в том, что, понижая температуру или время сушки фоторезиста можно снизить коэффициент преломления фоторезиста до необходимого значения. Однако, предельное в данной ситуации значение коэффициента преломления жидкого фоторезиста

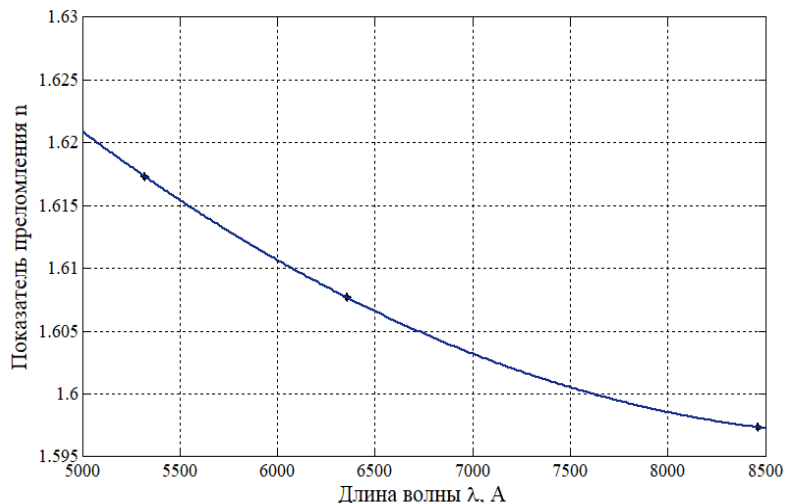


Рис. 2. Зависимость показателя преломления недосушенного фоторезиста ФП-3535 от длины волны падающего излучения

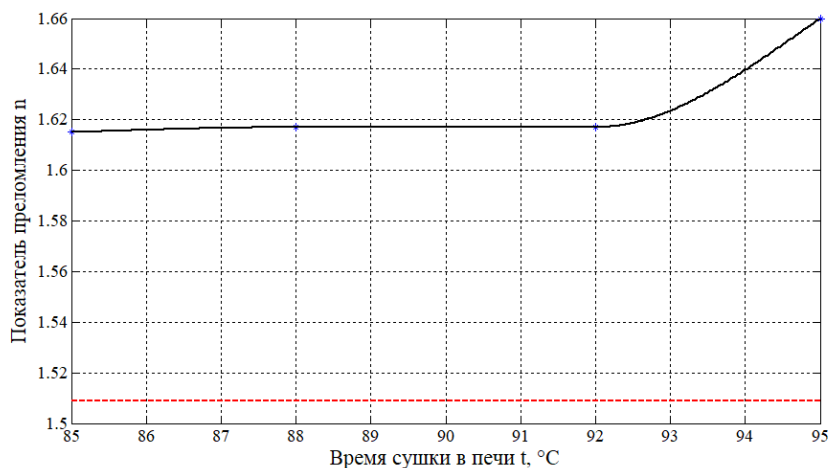


Рис. 3. Зависимость показателя преломления фоторезиста ФП-3535 от температуры сушки в печи. Красной линией обозначен коэффициент преломления жидкого фоторезиста

не было известно из литературы. Производители дают коэффициент преломления только для высушенных фоторезистов. С помощью рефрактометра ИРФ-454Б нами был измерен коэффициент преломления жидкого фоторезиста ФП-3535. Он оказался равен 1,509 на рабочей длине волны рефрактометра 584 нм. Это свидетельствует о достаточно большом диапазоне изменения коэффициента преломления фоторезиста от жидкого до твердого состояния.

Для определения зависимости коэффициента преломления от температуры сушки были подготовлены образцы пленок фоторезиста ФП-3535 толщиной 4,5 мкм. Исследовался диапазон температур 85–95 °C сушки в конвекционной печи с длительностью 9 минут. После сушки образцы подвергались экспонированию УФ излучением для уменьшения поглощения в фоторезисте. Измерения показателя преломления выполнялись на установке PRISM COUPLER

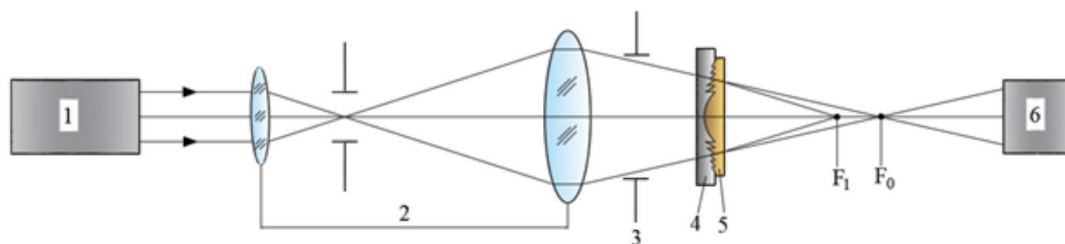


Рис. 4. Схема для интегральной характеристики дифракционных матриц, используемых для изготовления бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз

SYSTEM 2010/M производства METRICON для трех длин волн: 532 нм, 635,9 нм, 846,4 нм. Результаты измерения для температуры 85 °С отображены на рис. 2 в виде графика зависимости показателя преломления недосушенного фоторезиста от длины волны.

Зависимость показателя преломления фоторезиста от температуры сушки в печи представлена на рис. 3. Измерения показателя преломления проводились на длине волны 532 нм. Из рис. 3 видно, что необходимый показатель преломления может быть достигнут при температуре в области 93–94 °С. При этом более точная подгонка может быть осуществлена за счет управления временем сушки.

3. Схема интегральной характеристики дифракционной матрицы БДРИОЛ

Для измерения интегральных оптических параметров изготовленных дифракционных матриц, планаризованных фоторезистом, может быть использована установка, оптическая схема которой показана на рис. 1. Данная схема, отличается от схемы, использованной ранее [2] для контроля характеристик готовых БДРИОЛ.

Она состоит из твердотельного лазера 1 (длина волны 532 или 561 нм, ближайшие к расчетной длине волны БДРИОЛ — 555 нм), оптической системы расширения и фокусировки лазерного пучка из двух положительных линз 2 с диафрагмой для пространственной фильтрации пучка в фокусе, ирисовой диафрагмы 3 для изменения диаметра освещающего пучка, дифракционной матрицы 4, планаризованной слоем 5 фоторезиста, цифровой видеокамеры 6, перемещаемой вдоль оптической оси системы для фиксации распределения интенсивности света в фокусах, соответствующих различным дифракционным порядкам.

Дифракционная матрица 4, обладая оптической силой 4 дптр [2], фокусирует свет в +1-й порядке дифракции в случае покрытия дифракционного рельефа фоторезистом с показателем преломления больше, чем у плавленого кварца. Фокусировка света в нулевой порядок соответствует фокусировке света монофокальной интраокулярной линзой с оптической силой 20 дптр. Количество света, сфокусированное в каждом фокусе, оценивается по сумме сигналов от пикселей видеокамеры, освещаемых фокальным пятном. Нормировка результата измерения может проводиться по плоской кварцевой пластине с толщиной как у дифракционной матрицы, покрытой таким же слоем фоторезиста с необходимым коэффициентом пре-

ломления n_p . При обработке результатов измерений необходимо учитывать вывод, сделанный в работе [5] о том, что перераспределение энергии света между дифракционными порядками интраокулярных линз связано не только с погрешностями формирования формы рельефа дифракционного компонента линзы, но и взаимным влиянием порядков дифракции.

Заключение

Предложено применение временной планаризации микрорельефа фоторезистом при характеристике распределения энергии по фокусам, формируемого дифракционной матрицей, используемой при производстве бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз «МИОЛ-АККОРД». Такой подход позволяет получить условия фокусировки света дифракционной структурой близкие к тем, в которых она работает после имплантации в глаз пациента. Исследовано влияние условий сушки фоторезиста на его коэффициент преломления. В литературе ранее публиковались только данные для полностью высушенного фоторезиста. Необходимая разность коэффициентов преломления плавленого кварца и фоторезиста вблизи расчетной длины волны 55 достигается при температуре сушки в диапазоне 93–94 °С.

Благодарность

Данная работа выполнена за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания. В исследованиях использовано оборудование ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН.

Список источников

- [1] **Ленкова, Г. А.** Особенности оптических поверхностей мультифокальных дифракционно-рефракционных хрусталиков глаза / Г. А. Ленкова // Автометрия. — 2017. — Том 53. — № 5. — С. 17–29.
- [2] **Koronkevich, V. P.** [Phototechnologies for Fabrication of Bifocal Intraocular Lenses](#) / V. P. Koronkevich, V. P. Korolkov, G. A. Lenkova, V. M. Treushnikov, E. A. Viktorova, I. A. Iskakov, A. S. Gutman // International Conference on Lasers, Applications, and Technologies 2007 : Laser Technologies for Medicine : Proceedings of SPIE. — 2007. — Vol. 6734. — P. 67340Z.
- [3] **Ленкова, Г. А.** Дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы / Г. А. Ленкова, В. П. Корольков, В. П. Коронкевич, Р. К. Насыров, М. М. Мызник, А. С. Гутман, И. А. Исаков, В. М. Треушников // Дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы / Автометрия. — 2008. — Том 44. — № 4. — С. 75–88.
- [4] **Коронкевич, В. П.** Новое поколение бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз / В. П. Коронкевич, Г. А. Ленкова, В. П. Корольков, А. Г. Полещук, И. А. Исаков, А. С. Гутман // Компьютерная оптика. — 2008. — Том 32. — № 1. — С. 50–58.
- [5] **Ленкова, Г. А.** Исследование пространственно-энергетических характеристик фокальных областей бифокальных дифракционно-рефракционных хрусталиков глаза / Г. А. Ленкова // Автометрия. — 2017. — Том 53. — № 1. — С. 83–93.

Особенности синтеза SSB голограмм (SSBH)

С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

В работе показана возможность передачи голографической информации в реальном времени по обычным радиоканалам путём её сжатия за счёт устранения несущей и использования одной боковой полосы. С этой целью, согласно патенту РФ № 2 707 582, информация о 3D объекте фиксируется в виде двух 2D кадров, один из которых представляет собой текстуру поверхности объекта, а второй карту глубин его поверхности. Из двух основных способов создания такой карты глубин, методом ToF и методом структурированного света, ввиду ряда преимуществ выбран последний. Он использован для макетирования процесса регистрации 3D портрета живого человека в реальном времени. Показана возможность создания 3D телевидения и 3D дополненной реальности без применения специальных очков и других носимых наблюдателям устройств на основе предложенного метода разделения несущей пространственной частоты и частот, содержащих информацию об объекте голографирования.

Ключевые слова: голография, цифровая голография, интерференция, голографические интерференционные полосы, 3D-фотография, однополосная модуляция, 3D-телевидение, 3D-дополненная реальность.

Цитирование: Шойдин, С. А. Особенности синтеза SSB голограмм (SSBH) / С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 207–218.

Введение

Практически сразу после появления первых работ по голографии [1] исследователи стали обращать внимание на большие потенциальные возможности голограмм для хранения информации. В работах [2, 3] были предложены первые оптические схемы предназначенных для этого голографических запоминающих устройств (ГЗУ). Это связано с тем, что голограмма регистрирует всю информацию о монохроматическом волновом фронте, используемом для записи информации. Восстановленное голограммой изображение имеет поперечное разрешение h , как и в обычной оптической системе переноса изображения, определяемое так называемым критерием Рэлея [4] равное диаметру пятна Эйри (1).

$$h \approx \frac{\lambda^2}{D/f}, \quad h \sim \lambda / \left(\frac{D}{f}\right) \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения, D — поперечный размер голограммы, f — расстояние до точки восстановленного изображения. В силу высокого разрешения количество информации N , которое может быть записано на такую голограмму, согласно исследованиям [2, 3], по порядку величины может быть оценено как (2). Дальнейшие практические разработки [5–13] вносили существенные коррективы, связанные с одной стороны с определением ограничений на плотность записи информации в ГЗУ, а с другой с поиском путей увеличения плотности записи. Приближённо оценивать достижимую ёмкость записи информации n в голограммах

можно по (2), взяв за основу [5–10], откуда она может быть определена, как количество точек, размер которых определяется диаметром пятна Эйри (2).

$$n \approx \Omega^2 \left(\frac{D}{\lambda} \right)^2 = S^2 \left(\frac{\Omega}{\lambda} \right)^2, \quad (2)$$

где $\Omega = D/f$ — относительное отверстие отображающей системы, в нашем случае голограммы, а S — её площадь. Следовательно, при $\Omega = 1$, что характерно для хороших оптических отображающих систем, плотность записи информации на голограмму соответствует примерно одному биту на площади, равной λ^2 , что в видимом диапазоне длин волн соответствует пространственным частотам примерно 2–3 линий/мкм.

Для изобразительных голограмм реальных портретов человека, размером А4 (210×297 мм), что соответствует телевизионному экрану с диагональю 14 дюймов, при $\lambda=0,63$ мкм количество точек в голограмме достигает $n = 1,6 \cdot 10^{11}$, что при бинарной записи соответствует такому же количеству информации, измеренному в битах. Это примерно $n = 2 \cdot 10^{10}$ байт ≈ 20 Гб и эквивалентно информации, содержащейся в часовом кинофильме стандарта Full HD. Однако каждая из этих точек несёт в себе разные значения яркости (полутонные изображения), чей вклад, согласно формуле Шэннона [14], может быть оценён из (3), N — ёмкость записи для полутонных изображений $I_c/I_{ш}$ — отношение сигнала к шуму в восстановленном изображении.

$$N = n \log_2 \left(1 + \frac{I_c}{I_{ш}} \right), \quad (3)$$

При $I_c/I_{ш} \gg 1$ аргумент логарифма в выражении (3) имеет смысл количества различных состояний (m) восстановленного голограммой сигнала в каждой точке изображения (или голограммы), а сам логарифм превращается (4) в отношение сигнал/шум, выраженное в децибелах

$$\Theta = 10 \log_2 m. \quad (4)$$

Тогда (3) принимает вид

$$N = n \frac{\Theta}{10}. \quad (5)$$

При реальных значениях $m = 256$, что соответствует цифровому стандарту *TrueColor*, значение Θ будет достигать 80 дБ. Таким образом, увеличение числа градаций яркости в голограмме не приводит к значительному увеличению количества записанной в ней информации, но всё же может увеличивать общую информационную ёмкость почти на порядок, до $N = 160$ Гб, или $1,7 \cdot 10^{11}$ байт.

Передача таких массивов с частотой кадровой развёртки 25 Гц требует ширины W [Гц] двоичного цифрового канала (6), с пропускной способностью $C = 4 \cdot 10^{12}$ байт/сек.

$$W = \frac{C}{\log_2 256}. \quad (6)$$

Ширина полосы пропускания при этом составляет около 500 ГГц, что с лихвой перекрывает весь доступный сегодня радиодиапазон. Действительно, одни из первых разработчиков голографического TV [15] пишут: «...в связи с высокой удельной плотностью голографической информации необходимо регистрировать и передавать по каналам связи большое число дискретных элементов голограмм, что превышает по разрешению и скорости обработки реальные возможности существующих TV устройств и стандартных каналов связи...». По этому поводу у одного из основателей голографии, Ю. Н. Денисюка было отмечено [16], что мы ещё недостаточно знаем о фундаментальных принципах голографии для создания новых типов объёмного кинематографа и искусственного интеллекта.

Большие объёмы голографической информации, безусловно являющиеся большим преимуществом в других областях, в области голографического TV и задач дополненной реальности сыграли с разработчиками злую шутку, являясь одним из существенных препятствий передачи голографической информации по каналам связи. Выходом из сложившегося противоречия является либо существенное уменьшение размера голографического изображения, что плохо соответствует задачам дополненной реальности, либо сжатие голографической информации таким образом, чтобы её объём не превышал разумных пределов, т. е. возможностей современных каналов связи 3G и 4G.

Оказалось [17], что высокая информационная ёмкость голограмм без потерь полезной информации может быть уменьшена за счёт устранения избыточности, связанной с передачей несущей пространственной частоты. Действительно, как видно из рис. 1, при записи голограммы формируется дифракционная решётка, состоящая из двух компонент. Первая — это несущая частота, выполняющая в голографии задачу отклонения дифрагирующего пучка на угол, необходимый для пространственного разделения нулевого и минус первого порядков дифракции. Вторая — модулирующая её информационная составляющая, представляющая пространственный спектр преобразования Френеля и формирующая в пространстве восстановленное голограммой 3D изображение объекта. Сравнивая величину несущей частоты и ширину спектра реального 3D объекта, можно увидеть их существенную разницу и большой зазор между ними, который тоже традиционно учитывается как голографическая информация.

1. Амплитудная и фазовая модуляция в голографии

Ввиду отсутствия на сегодняшнем уровне техники возможности материальной реализации синтезированных цифровых объёмных отражательных голограмм по схеме Ю. Н. Денисюка [1], рассмотрим классическую схему записи пропускающих аналоговых голограмм в схеме Э. Лейта и Ю. Упатниекса [18], представленную на рис. 1. В случае линейного отклика голографического материала структура интерференционных полос формируется излучением объектного и опорного пучков (7).

$$I(x_1, y_1) = |U_1(x_1, y_1) + R(x_1, y_1)|^2, \quad (7)$$

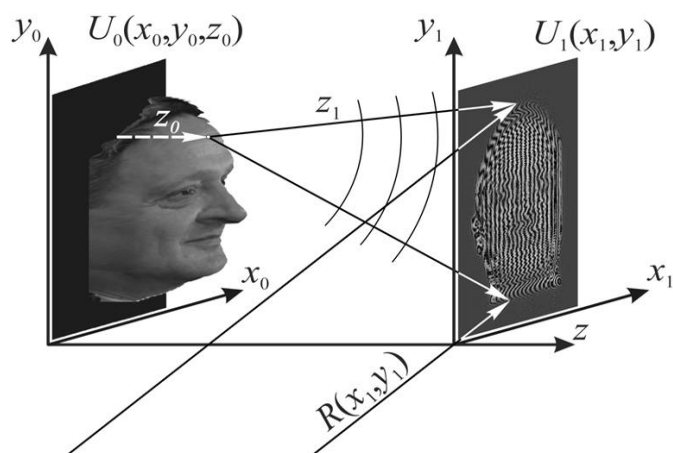


Рис. 1. Схема записи голограмм по Э. Лейту и Ю. Упатниексу. Комплексная амплитуда рассеянного объектом излучения формирует объектную волну $U_0(x_0, y_0, z_0)$, которая, распространяясь вдоль z , формирует в плоскости (x_1, y_1) комплексную амплитуду $U_1(x_1, y_1)$. В результате её интерференции в плоскости (x_1, y_1) с опорной волной $R_1(x_1, y_1)$, образуется голографическая интерференционная решётка $I(x_1, y_1)$, формирующая в голографическом материале, или на фотоматрице фотоотклик $\tau(x_1, y_1)$. Z_0 – расстояние от плоскости установки 3D объекта до точки на его поверхности

где $U_1(x_1, y_1)$ и $R_1(x_1, y_1)$ – комплексные амплитуды электромагнитного светового поля в плоскости записи голограмм (x_1, y_1) , представляющие в скалярном приближении теории дифракции объектный и опорный пучок соответственно. При записи такой интерференционной картины на фоточувствительный материал высокого разрешения под действием $I(x_1, y_1)$ возникает переменный по полю голограммы фотоотклик $\Delta\Psi(x_1, y_1)$. Для случая амплитудного отклика голографического материала это изменение пропускания материала $\tau(x_1, y_1)$, а для случая фазового отклика это изменение эйконала $\Delta\varphi(x_1, y_1)$, возникающего либо за счёт изменения локальной толщины по полю голограммы $\Delta l(x_1, y_1)$, либо переменного по полю голограммы показателя преломления $\Delta n(x_1, y_1)$, либо комбинацией всех трёх механизмов в пропорции, определяемой собственными физико-химическими свойствами голографического материала [19].

Далее, для упрощения выкладок и без ограничения общности основных выводов настоящей работы, будем считать $I(x_1, y_1) \ll I_0$ по всему полю голограммы, а фотоотклик $\Delta\Psi(x_1, y_1)$ амплитудным коэффициентом пропускания $\tau(x_1, y_1)$.

Структура такой голограммы имеет вид (8), где множитель перед косинусом представляет собой видность интерференционных полос V ; I_a и I_r – интенсивности, соответственно, объектного и опорного пучков, а под косинусом находится локальная разница фаз φ_a – объектного и φ_r – опорного пучка.

$$\begin{aligned} \tau(x_1, y_1) &= |U_1(x_1, y_1) + R(x_1, y_1)|^2 = \\ &= [I_a(x_1, y_1) + I_r(x_1, y_1)] \cdot \left(1 + 2 \cdot \frac{\sqrt{I_a(x_1, y_1) \cdot I_r(x_1, y_1)}}{I_a(x_1, y_1) + I_r(x_1, y_1)} \cdot \cos[\varphi_a(x_1, y_1) - \varphi_r(x_1, y_1)] \right). \end{aligned} \tag{8}$$

Реально обе фазы меняются в пространстве. В опорной волне часто просто по линейному закону, когда она плоская и падает на голограмму под углом к нормали. А в объектной волне она формируется образом Френеля от сигнала, формируемого объектом. Пространственный спектр такой голограммы формируется из основной гармоники, имеющей смысл несущей пространственной частоты $\omega = k \sin \theta_r$, равной средней скорости изменения разницы фаз в пространстве (8), где θ_r — угол наклона к оптической оси опорного пучка. На пространственную частоту голографической решётки также влияет девиация, вызванная формой голографируемого объекта. Глубина модуляции пространственного спектра определяется видностью интерференционной картины V . Несущая частота (9) определяет угол поворота восстанавливающего пучка при его падении на голограмму,

$$\begin{aligned}\omega_{x_1} &= \frac{\partial \varphi_r(x_1, y_1)}{\partial x_1} = k \sin \theta_{x_1}, \\ \omega_{y_1} &= \frac{\partial \varphi_r(x_1, y_1)}{\partial y_1} = k \sin \theta_{y_1},\end{aligned}\quad (9)$$

а её девиация Ω — спектр дифракции волн, формирующих изображение записанного на голограмме объекта (10).

$$\begin{aligned}\Omega_{x_1} &= \frac{\partial \varphi_a(x_1, y_1)}{\partial x_1} = k \sin \Delta \theta_{x_1}, \\ \Omega_{y_1} &= \frac{\partial \varphi_a(x_1, y_1)}{\partial y_1} = k \sin \Delta \theta_{y_1},\end{aligned}\quad (10)$$

На голограмме формируются пространственные гармоники несущей частоты ω с волновым вектором k и боковые гармоники $\omega \pm \Omega$ с волновыми векторами $k \pm \Delta k$, аналогичные известному в радиотехнике [20] фазово-модулированному сигналу.

Они порождают дифракцию восстановленной волны в углы $\pm \theta_{x_1}$, $\pm \theta_{y_1}$ с периодами d_{x_1} , d_{y_1} , соответственно. Аналогично, девиация пространственных частот объектной волны порождает решётки с периодами от $d_{x_1}^{\min}$ до $d_{x_1}^{\max}$ и $d_{y_1}^{\min}$ до $d_{y_1}^{\max}$ (11).

$$\begin{aligned}d_{x_1} &= \lambda / \sin \theta_{x_1}, & d_{y_1} &= \lambda / \sin \theta_{y_1}, \\ d_{x_1}^{\max} &= \lambda / \sin(\theta_{x_1} - \Delta \theta_{x_1}), & d_{y_1}^{\max} &= \lambda / \sin(\theta_{y_1} - \Delta \theta_{y_1}), \\ d_{x_1}^{\min} &= \lambda / \sin(\theta_{x_1} + \Delta \theta_{x_1}), & d_{y_1}^{\min} &= \lambda / \sin(\theta_{y_1} + \Delta \theta_{y_1}).\end{aligned}\quad (11)$$

Таким образом, при освещении восстанавливающим пучком структуры $\tau(x_1, y_1)$, восстановленное голограммой излучение имеет основную пространственную гармонику, с периодом d_{x_1} , определяющую угол поворота восстанавливающего пучка, а также две боковых гармоники с периодами от $d_{x_1}^{\min}$ до $d_{x_1}^{\max}$, спектр которых формирует изображение объекта в плюс первом и в минус первом порядках. Угол падения опорной волны θ_{x_1} выбирают из соображений необходимости пространственного разделения пучков нулевого и минус первого порядка на заданном расстоянии z от голограммы (угол θ_{y_1} часто выбирают нулевым из соображений удобства), а углы, ограниченные $\Delta \theta_{x_1}$ и $\Delta \theta_{y_1}$ определяются пространственным спектром объектной волны. В несколько упрощённом одномерном случае для плоских равномерных по

площади их сечения волн спектр интенсивности голографического сигнала (8) похож на спектр однотонового сигнала (12).

$$\begin{aligned}
 U_1(\omega) = & \delta(\omega) + \\
 & + \frac{V}{2} \delta(\omega - k \sin \theta_{x_1} \pm \Omega) + \\
 & + \frac{V}{2} \delta(\omega + k \sin \theta_{x_1} \mp \Omega).
 \end{aligned} \tag{12}$$

Он представляет собой нулевую гармонику, восстанавливающий пучок R_V на которой порождает нулевой порядок дифракции с $\omega = kx \sin \theta_V$, где θ_V — угол наклона к оптической оси восстанавливающего пучка и ещё два пучка — плюс и минус первый, ответственные за восстановление действительного изображения на пространственной несущей $\omega = kx(\sin \theta_V - \sin \theta_{x_1})$ и мнимого с несущей $\omega = kx(\sin \theta_V + \sin \theta_{x_1})$.

Видно, что спектр (12) аналогичен спектру радиосигнала с частотной модуляцией, где полезный сигнал с пространственной частотой Ω расширяет спектр несущей частоты ω вправо и влево по оси пространственных частот. Также в (8), присутствует и амплитудная модуляция. Она проявляется в модулировании интерференционных полос коэффициентом видности V , пространственно расширяющем область нулевой и плюс-минус первой гармоники и зависящим от распределения интенсивностей объектного и опорного сигнала по полю голограммы. Таким образом, хотя есть и некоторые отличия, в целом выражение (8) показывает наличие и амплитудной и фазовой модуляции в спектре записываемой голограммы аналогично амплитудной и фазовой модуляции в радиотехнике.

Реально, несущая пространственная частота ω высока. Она сравнима с обратной длиной волны записи и её период составляет единицы микрометров. Спектр же объекта $\pm\Omega$ определяется степенью сложности его структуры. Даже при высоком разрешении, например, стандарт Full HD, максимально возможная пространственная частота составляет около 2000 линий на размере экрана, что при диагонали 36" ($\approx 0,9$ м), составляет около 3 лин./мм. Почти три порядка разницы с оценками по (2) позволяют рассчитывать на высокую степень сжатия голографической информации при кодировании на одной боковой полосе [21] (метод SSB). Традиционный метод строчной и кадровой развёртки с передачей информации о кадре поточечно включает передачу всех пространственных частот голограммы. Избыточность, которая присутствует при прямом кодировании голографического изображения, когда при передаче пространственных частот кодируются все частоты, в том числе и не несущие информацию об объекте голографирования, лежащие между $\omega = \Omega$ и $\omega = kx \sin \theta_{x_1} + \Omega$ не оправдана, хотя традиционно рассматривался именно такой метод передачи голографической информации [22]. Сжатие информации будет тем эффективнее, чем больше разница между несущей частотой $\omega = kx \sin \theta_{x_1}$ и её девиацией $\Omega = kx \sin \Delta \theta_{x_1}$, вызванной дифракционной расходимостью объектной волны.

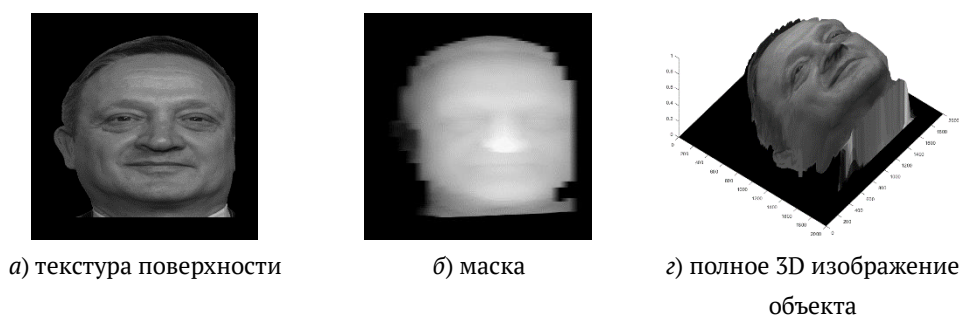


Рис. 2. Структура 3D объекта голографирования

Следовательно, аналогично [21] можно организовать передачу не всего фазово-модулированного сигнала со спектром (12), представляющего всю голограмму, а только ту её компоненту, которая соответствует боковой полосе (SSB) с пространственными частотами $\Omega = kx \sin \Delta\theta_{x1}$, несущими информацию о текстуре голографируемого объекта и о его карте поверхности, в дальнейшем называемой нами маской. Для этого достаточно иметь фотографию текстуры и созданную любым методом карту поверхности (маску). Мы из соображений простоты не использовали развивающийся сегодня метод ToF, хотя, возможно, за ним будущее, а остановились на более простом методе структурированного света [23]. При значительном сокращении объёма передаваемой информации и сравнительной простоте метода структурированного света появилась возможность записи информации о 3D живом объекте в реальном времени, передаче таких пар кадров по обычному радиоканалу и восстановлении 3D изображения на приёмном конце канала связи путём синтеза голограммы по переданной информации и цифровому внесению в неё несущей пространственной частоты.

Для восстановления изображения на приёмном конце канала передачи необходимо снова ввести несущую частоту. Для этого в патенте [17] предлагается на приёмном конце канала связи синтезировать голограмму численными методами.

2. Численное моделирование

Для численного эксперимента использовалось изображение объекта в Full HD качестве и даже несколько больше — 2000 строк на 2000 столбцов (рис. 2).

При синтезе дискретной голограммы было необходимо выполнение следующих основных пяти условий:

- 3D объект голографирования должен быть представлен как сумма слоёв по его глубине ввиду особенностей используемой программы преобразования Френеля (D-FFT). Удобно слои располагать нелинейно, увеличивая их частоту в наиболее значимых и информационных участках голографируемого 3D объекта. Объектная волна на голограмме при этом представляет собой сумму образов Френеля от каждого из слоёв.

- Следует использовать алгоритм введения в объектный пучок в плоскости объекта голографирования фазовую маску, сдвигающую фазы излучения отдельных ячеек случайным образом. Это реализует наложение фазового шума на объект голографирования, не искажая его изображение, что традиционно используется в голографии для устранения ярких всплесков

при записи голограммы и позволяет полнее использовать динамический диапазон фотоотклика голографического материала. Также, для дискретных цифровых голограмм случайная фазовая маска помогает уменьшать эффекты алиасинга в плоскости голограммы.

– Для функционирования программы необходимо, чтобы вычислительное устройство (РС) имело объём оперативной памяти больший, чем объём, занимаемый самой программой и оперативными данными, используемыми во время работы программы. Приведённые ниже вычисления голограмм объёмом до 2,7 Гб ($47\,500 \times 15\,000$ пикселей в формате single) осуществлялись на устройстве с 32 Гб оперативной памяти.

– В силу теоремы Котельникова [24] угол падения опорной волны должен быть таким, чтобы период интерференционных решёток голограммы был больше, чем две дискреты на голограмме $\Delta x = (x_{i+1} - x_i)$, что соответствует частоте Найквиста [25] для устранения возможной подмены пространственных частот и возникновения эффектов алиасинга (Aliasing).

– Чтобы при восстановлении дифрагировавшие пучки на расстоянии Z_{rec} не накладывались друг на друга, т. е. разошлись в пространстве, необходимо

$$Z_{rec} \geq \frac{L_{0x}}{\operatorname{tg} \theta_{rec}}. \quad (13)$$

Последнее накладывает ограничение на допустимый угол падения опорной волны (14).

$$\theta_{rec} \geq \operatorname{arctg} \frac{L_{0x}}{Z_{rec}}. \quad (14)$$

Как было отмечено выше, необходимо, чтобы ширина интерференционной полосы несущей частоты голографической пространственной решётки удовлетворяла условию Найквиста. Это значит, что период интерференционной решётки (11) для несущей частоты должен быть больше, чем два отсчёта (дискреты $\Delta x = x_{i+1} - x_i$) на голограмме. Для этого угол падения опорной волны при записи θ_{wr} , должен удовлетворять (15).

$$\frac{\lambda}{\sin \theta_{wr}} \geq 2\Delta x \cdot \frac{\lambda}{\sin(\theta_{записи})} \geq 2\Delta x \quad (15)$$

На рис. 3 приведена голограмма, рассчитанная вышеприведённым методом, а на рис. 4 — восстановленное ей изображение.

Видно, что голограмма рис. 3 состоит из размытых преобразованием Френеля интерференционных полос, формируемых сгруппированными вдоль интерференционной полосы точками разной яркости. Интерференционные полосы присутствуют как в центральном участке голограммы, где просматривается интерференционная структура искажённого преобразованием Френеля объекта, так и вне этого участка. Интерференционные полосы вне центрального участка отвечают за восстановление изображения, видимого под углом к оптической оси.

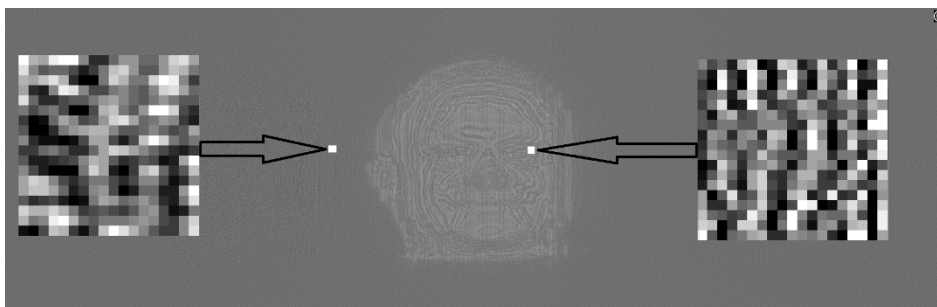
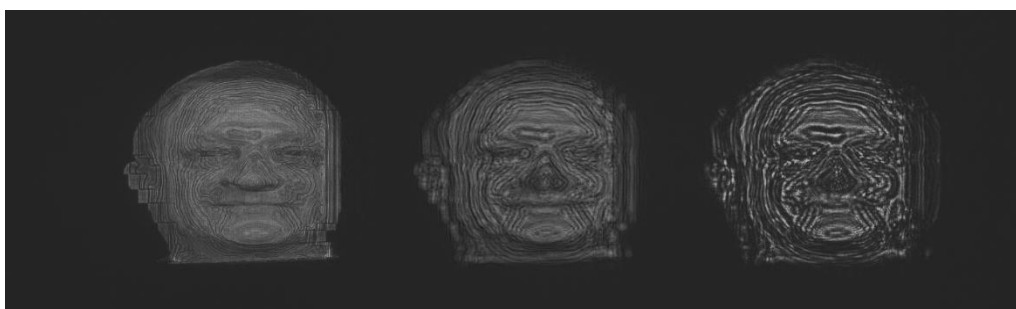
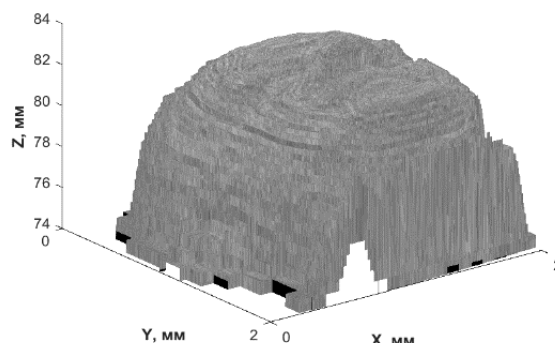


Рис. 3. Голограмма, размером 15×47,5 мм с шагом 1 мкм, $\lambda = 0,532$ мкм, наклон опорного пучка 9°, синтезированная на удалении от объекта на 74 мм (показаны увеличенные фрагменты голограммы)



а) три порядка дифракции, восстановленные голограммой (слева направо: -1, 0 и +1)



б) 3D восстановленное изображение из 64 слоёв

Рис. 4. Объём в восстановленном изображении

Дифракция восстанавливающего пучка на голограмме (рис. 3) образует (слева на право) восстановленное изображение объекта, нулевой порядок дифракции и плюс первый. Восстановленное голограммой изображение на рис. 4а состоит из 64 слоёв.

На рис. 4б приведена изопроекция 3D изображения объекта, восстановленного голограммой, записанной с использованием 64 слоёв, из которой видно, что объём синтезированной на приёмном конце канала связи голограммы восстановлен.

Изложенный в настоящей работе способ записи 3D информации о живом объекте в реальном времени с частотой обычной TV кадровой развёртки, её передача по обычному каналу связи, синтез по полученной информации на приёмном конце канала связи голограммы и восстановление ей 3D изображения голографируемого объекта позволяют не только решать

задачи голографического кино, телевидения и дополненной реальности, но и могут быть применимы в задачах комплексирования 3D изображений.

Заключение

В работе доказана возможность существования полного цикла, начиная от записи в реальном времени 3D изображения живого объекта, затем передачи его по обычному каналу Wi-Fi методом SSB с последующей реставрацией голограммы на приёмном конце канала связи и заканчивая восстановлением с её помощью переданного по каналу связи 3D изображения портрета человека. Это показывает практическую возможность осуществления голографического телевидения и систем дополненной 3D реальности при наличии динамического голографического дисплея.

В некотором приближении выражение (8) описывает систему интерференционных голографических полос как комбинацию известных в радиотехнике фазовой и амплитудной модуляции с заменой временной частоты на пространственные частоты. Если голограмма находится на плоском носителе, то это частоты ω_x и ω_y , если объёмная, то добавляется ещё одна частота ω_z .

Следует отметить, что само изображение поверхности 3D портрета человека (маска) более гладкое, чем его текстура, как минимум в 2 раза. Реально же, может быть и больше, поскольку мы обычно не замечаем глубины морщинок на лице человека, хотя почти всегда видим их проекцию на текстуре поверхности. Таким образом, передаваемая по каналу связи SSB информация может состоять из двух кадров. Первый передаёт текстуру поверхности и по разрешающей способности равен выбранному разработчиками TV стандарту, например Full HD, или 4K. Второй — передаёт карту поверхности объекта, или сюжета и он меньше кадра стандарта HD или Full HD, соответственно. Конечно, такой смешанный стандарт достаточен, но не всегда удобен, поэтому второй кадр может быть того же стандарта, что и первый, но дополнен служебной междустрочной и междукладовой информацией.

Возможности передачи такого 3D сигнала с частотой кадровой развёртки была доказана прямым моделированием, заключающемся в измерении времени, понадобившегося для передачи 500 пар кадров (текстуры и маски).

Для синтеза дискретной голограммы прямым методом необходимо выполнить условие ограничения частоты Найквиста для всех записываемых на голограмму пространственных гармоник (14), что накладывает ограничения на минимально допустимое количество точек на голограмме.

Природа формирования несущей частоты и природа её девиации различны. Несущая определяется углом схождения объектного и опорного пучков так, чтобы на определённом расстоянии восстановленное изображение объекта в минус первом пучке дифракции могло пространственно разойтись с нулевым порядком прошедшего сквозь голограмму восстанавливающего пучка. Пространственные частоты, вызывающие девиацию в несущей, сформированы в объектной волне и имеют другую причину, поскольку вызваны дифракцией Френеля

на объекте. Их физическая природа различна и это можно использовать при сжатии голографической информации.

Предложенный способ, заключающийся фактически в вычитании несущей пространственной частоты из голографического сигнала на передающем конце канала связи и добавления её на приёмном конце, позволяет записывать 3D изображение на одной длине волны, а восстанавливать на приёмном конце на другой, причём без абберационных искажений, присущих традиционным голограммам. Это может быть использовано в задачах комплексирования 3D динамически меняющихся изображений и расширении спектра отображаемого оптического сигнала, включая радиодиапазон, инфракрасное и ультрафиолетовое излучение.

За счёт большой разницы между несущей частотой и её девиацией в пространственных частотах голограммы возникает большой зазор, который при прямом (поточечном) кодировании информации формирует ненужную, бесполезную избыточность в передаваемой информации. Её можно убрать описанным выше методом, близким по своей сути к аналогичными методам SSB и ответить на вопрос Ю. Н. Денисюка [16] — да, теперь мы больше знаем о фундаментальных принципах голографии для создания новых типов объёмного кинематографа и телевидения, а также дополненной реальности, как составляющей в широком смысле части искусственного интеллекта.

Список источников

- [1] **Денисюк, Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения / Ю. Н. Денисюк // Доклады Академии наук СССР. — 1962. — Том 144. — № 6. — С. 1275–1278.
- [2] **Van Heerden, P. J.** [A New Optical Method of Storing and Retrieving Information](#) / P. J. Van Heerden // Applied Optics. — 1963. — Vol. 2. — № 4. — P. 387–392.
- [3] **Hill, B.** Some Aspects of a Large Capacity Holographic Memory / B. Hill // Applied Optics. — 1972. — Vol. 11. — № 1. — P. 182–196.
- [4] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф — М. : Наука, 1970. — 713 с.
- [5] **Гибин, И. С.** Программируемое голограммное ЗУ с записью и считыванием информации / И. С. Гибин, Т. Н. Мантуш, Ю. Е. Нестерихин, Б. Н. Панков, Е. Ф. Пен, П. Е. Твердохлеб // Автометрия. — 1975. — № 3. — С. 3–11.
- [6] **Авторское свидетельство № 701350.** Голографическое запоминающее устройство / С. И. Соскин, С. А. Шойдин, В. И. Левин. — Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений СССР за № 2468584 от 01.04.1977.
- [7] **Соскин, С. И.** Расчет оптической схемы голографического запоминающего устройства / С. И. Соскин, С. А. Шойдин // Оптика и спектроскопия. — 1978. — Том 44. — № 3. — С. 566–573.
- [8] **Шойдин, С. А.** Исследование влияния аббераций оптической системы на плотность записи информации в ГЗУ : Диссертация на соискание учёной степени к. ф.-м. н. — Ленинград, 1982. — 192 с.
- [9] **Выдрин, Л. В.** Экспериментальная оптико-электронная (голографическая) система памяти / Л. В. Выдрин, Н. Н. Вьюхина, И. С. Гибин, В. Н. Затолокин, С. Ф. Кибирев, Т. Н. Мантуш, Ю. Е. Нестерихин, Б. Н. Панков, Е. Ф. Пен, П. Е. Твердохлеб, Ю. Н. Тищенко, А. В. Трубецкой // Автометрия. — 1980. — № 2. — С. 60–67.

- [10] **Соскин, С. И.** Исследование голографического запоминающего устройства в режиме записи одиночных голограмм / С. И. Соскин, С. А. Шойдин // ОМП. — 1980. — № 11. — С. 3–8.
- [11] **Шойдин, С. А.** Экспериментальное наблюдение пространственного резонанса спекл-поля с неоднородностями показателя преломления / С. А. Шойдин, В. В. Шкунов, Е. А. Сандер // Журнал экспериментальной и теоретической физики. — 1985. — Вып. 1. — С. 116–119.
- [12] **Шойдин, С. А.** Определение информационной ёмкости матриц голограмм в объемной среде / С. А. Шойдин // Сборник трудов четвертой всесоюзной конференции по голографии. — Ереван, 1982. — С. 149–153.
- [13] **Shoydin, S. A.** [Holographic Memory Without Reference Beam](#) / S. A. Shoydin // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2016. — Vol. 25. — № 4. — P. 262–267.
- [14] **Pierce, J. R.** Symbols, Signals and Noise: The Nature and Process of Communication / J. R. Pierce. — London : Hutchinson, 1962. — 334 p.
- [15] **Титарь, В. П.** Проблемы создания голографической телевизионной системы / В. П. Титарь, Т. В. Богданова // Радиоэлектроника и информатика. — 1999. — № 2. — С. 38–42.
- [16] **Денисюк, Ю. Н.** Достаточны ли известны фундаментальные принципы голографии для создания новых типов объёмного кинематографа и искусственного интеллекта? / Ю. Н. Денисюк // Журнал технической физики. — 1991. — Том 61. — № 8. — С. 149–161.
- [17] **Патент № 2707582 РФ.** Способ дистанционного формирования голографической записи / С. А. Шойдин. — Оpubл. 28.11.2019.
- [18] **Leith, E. N.** Reconstructed Wavefronts and Communication Theory / E. N. Leith, J. Upatnieks // Journal of the Optical Society of America. — 1962. — Vol. 52. — P. 1123–1130.
- [19] **Кольер, Р.** Оптическая голография: монография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин; пер. с англ. под ред. Ю. И. Островского — М. : Мир, 1973. — С. 257–258.
- [20] **Гоноровский, И. С.** Радиотехнические цепи и сигналы / И. С. Гоноровский — М. : Советское радио, 1977. — 608 с.
- [21] **Баскаков, С. И.** Радиотехнические цепи и сигналы / С. И. Баскаков. — М. : ЛЕНАНД, 2016. — 528 с. — ISBN 978-5-9710-2464-4
- [22] **Рапопорт, Б. И.** Возможности передачи голографического изображения малокадровой телевизионной системой / Б. И. Рапопорт // Техника кино и телевидения. — 1971. — № 9. — С. 42.
- [23] **Geng, J.** [Structured-light 3D surface imaging: A tutorial](#) / J. Geng // Advances in Optics and Photonics. — 2011. — № 3. — № 2. — P. 128–160.
- [24] **Котельников, В. А.** [О пропускной способности «эфира» и проволоки в электросвязи — Всесоюзный энергетический комитет](#) / В. А. Котельников // УФН. — 2006. — Том 176. — № 7. — С. 762–770.
- [25] **Nyquist, H.** Certain topics in telegraph transmission theory / H. Nyquist // Transactions of the American Institute of Electrical Engineers. — 1928. — Vol. 47. — № 2. — P. 617–644.

Зеркальный объектив для переносного устройства обнаружения и измерения электрического разряда в высоковольтном промышленном оборудовании и электрических сетях

А. В. Лукин¹, А. Н. Мельников¹, А. Н. Чеплаков^{1,2}

¹ АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

² Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

В докладе представлены варианты построения зеркального объектива типа Кассегрен, обеспечивающего работу переносного устройства обнаружения и измерения электрического разряда в трёх спектральных диапазонах: ультрафиолетовом (УФД), видимом (ВД) и инфракрасном (ИКД). Устройство предназначено для обнаружения и измерения интенсивности коронного разряда на изоляции высоковольтного оборудования и включает в себя две ветви — наблюдательную и измерительную. В наблюдательной ветви формируется изображение в ВД и ИКД, близкое к дифракционному качеству, а в измерительной ветви УФД — пятно рассеяния с размерами, соответствующими размерам площадки диодного фотоприемника. Разделение пучков излучения на разные спектральные диапазоны происходит с помощью дифракционной решётки и спектроделительной пластины.

Ключевые слова: устройство обнаружения и измерения, зеркальный объектив типа Кассегрен, анализ вариантов построения, дифракционная решётка, ультрафиолетовый диапазон, видимый диапазон, инфракрасный диапазон, электрический разряд.

Цитирование: Лукин, А. В. Зеркальный объектив для переносного устройства обнаружения и измерения электрического разряда в высоковольтном промышленном оборудовании и электрических сетях / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Н. Чеплаков // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 219–222.

Введение

Переносное устройство обнаружения и измерения электрического разряда в высоковольтном промышленном оборудовании и электрических сетях было предложено в [1]. Оно построено на основе применения зеркального объектива типа Кассегрен, имеющего фокусное расстояние $f' = 200$ мм и световой диаметр $D = 40$ мм. Цель данной работы — уменьшение габаритов оптической схемы при сохранении оптимального качества изображения и чувствительности измерений.

На рис. 1 представлена оптическая часть функциональной схемы устройства, описанного в [1]. Световой поток излучения проходит через зеркальный объектив 1 и поступает на пропускающую дифракционную решётку 2. В наблюдательной ветви световой поток излучения ВД и ИКД проходит дифракционную решётку 2 в нулевом порядке. Спектроделитель 3 пропускает световой поток излучения ВД, поступающий на фотоприёмное устройство

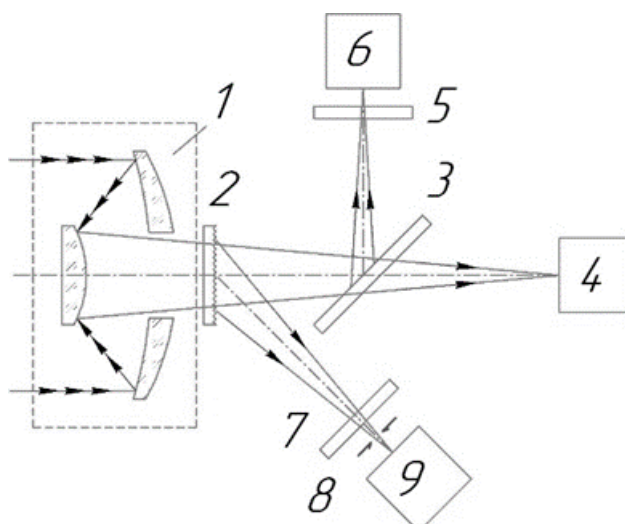


Рис. 1. Оптическая часть функциональной схемы переносного устройства обнаружения и измерения электрического разряда в высоковольтном промышленном оборудовании и электрических сетях (номера позиций приведены в тексте)

ВД (ФПУ ВД) 4, но отражает световой поток излучения ИКД, который проходит через светофильтр 5 и падает на ФПУ ИКД 6. В измерительной ветви световой поток излучения УФД проходит дифракционную решётку 2 в первом порядке, светофильтр 7, диафрагму 8 и падает на ФПУ УФД 9.

Пропускающая голограммная дифракционная решётка (ГДР) 2 выполнена на плоскопараллельной подложке из флюорита (CaF_2) толщиной 1 мм. Технологические методы изготовления ГДР могут обеспечить получение дифракционной эффективности этой решётки в УФД спектра в первом порядке дифракции не менее 20% от величины падающего в этом диапазоне потока излучения.

На первом этапе применяется классическая голографическая технология [2]: с помощью двухлучевого интерферометра в слое фоторезистора регистрируется интерференционная картина с последующей её химической обработкой, формируя необходимую маску с заданной пространственной частотой. На втором этапе с использованием полученной маски изготавливают рельефно-фазовую дифракционную структуру на рабочей поверхности подложки путём ионного травления [3].

Зеркальный объектив

Проведён расчёт и анализ вариантов построения зеркального объектива для рассматриваемого устройства, в котором по сравнению с [1] уменьшено фокусное расстояние f' объектива и увеличен его световой диаметр D :

- вариант 1: $f' = 200$ мм, $D = 40$ мм (исходный вариант);
- вариант 2: $f' = 175$ мм, $D = 60$ мм;
- вариант 3: $f' = 150$ мм, $D = 80$ мм.

Объектив типа Кассегрен можно представить в виде эквивалентной линзовой системы с положительным и отрицательным компонентами, схема которой представлена на рис. 2.

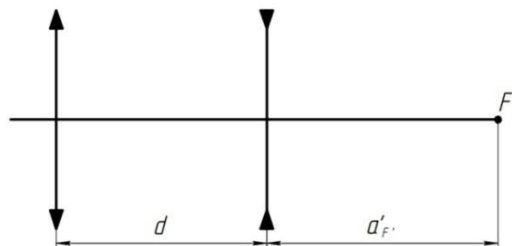


Рис. 2. Линзовая система, эквивалентная объективу типа Кассегрен

Табл. 1. Параметры вариантов объектива типа Кассегрен

№ вар.	f , мм	D , мм	Относительное отверстие	r , мм	f_2' , мм	d , мм	Световой диаметр главного зеркала, мм	Световой диаметр вторичного зеркала, мм	Площадь рабочей поверхности, мм ²
1	200	40	1:6,4	160	160	32	40	25,00	765,4
2	175	60	1:3,8	140	140	28	60	38,61	1665,8
3	150	80	1:2,9	120	120	24	80	51,48	2943,6

Поэтому расчёт параметров проводим по известным формулам (1) и (2).

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} - \frac{1}{f_1'f_2'} \quad (1)$$

$$a'_{F'} = f' \left(1 - \frac{d}{f_1'} \right) \quad (2)$$

где f_1' , f_2' — фокусные расстояния главного и вторичного компонентов соответственно,

$a'_{F'}$ — задний фокальный отрезок, включающий в себя расстояние между главным и вторичным компонентами и расстояние от главного зеркала до заднего фокуса объектива F' ,

d — расстояние между главным и вторичным компонентами.

В объективе типа Кассегрен отрицательное зеркало экранирует пучок лучей, падающий на положительное зеркало. Полезная площадь рабочей поверхности положительного зеркала определяется как разность между площадью главного зеркала и площадью, экранируемой отрицательным зеркалом. Из соотношений (1), (2) были определены значения f_2' и d для различных значений f' , выбраны варианты, обеспечивающие минимальное центральное экранирование, которые приведены в табл. 1, где r — радиус кривизны зеркал.

Для улучшения качества изображения была введена асферичность для зеркал: для главного зеркала — параболическая форма, для вторичного — гиперболическая. Параметры асферичности приведены в табл. 2, где k_1 , k_2 — конические постоянные для главного и вторичного зеркал соответственно.

Производство асферических поверхностей — трудоёмкий и сложный процесс, требующий высокоточных методов контроля, чему соответствует метод контроля асферических поверхностей с помощью осевых синтезированных голограмм [4].

Табл. 2. Параметры асферичности зеркал

№ варианта	k_1	k_2
1	-1	-5,452
2	-1	-5,453
3	-1	-5,456

Табл. 3. Результаты моделирования

№ варианта	Средняя длина волны, мкм			
	0,275	0,546	4,0	8,5
Радиус пятна рассеяния, мкм				
1	405,0	8,0	60,0	125,0
2	620,0	5,0	37,0	80,0
3	800,0	3,4	26,0	46,0

В табл. 3 приведены полученные в процессе численного моделирования в среде Zemax значения радиусов пятен рассеяния, в которых сконцентрировано 80% энергии.

Результаты моделирования показывают, что вариант №3 построения зеркального объектива типа Кассегрен даёт лучшее качество изображения для наблюдательной ветви и приемлемое значение радиуса пятна рассеяния для измерительной ветви, что соответствует параметрам доступных на рынке ФПУ матричного типа [5] и ФПУ УФД [6].

Заключение

В результате выполнения работы был выбран вариант зеркального объектива типа Кассегрен, в котором уменьшено фокусное расстояние с 200 до 150 мм, а относительное отверстие увеличено с 1:6,4 до 1:2,9, что позволяет уменьшить габариты переносного устройства обнаружения и измерения электрического разряда. При этом разработанная оптическая система обеспечивает качество изображения в наблюдательной ветви (пределы разрешения: в видимом диапазоне — 0,0034 мм, в инфракрасных диапазонах: 0,026 и 0,046 мм), сопоставимое с разрешением представленных на рынке ФПУ матричного типа. Численное моделирование измерительной ветви показало, что световые размеры приёмной площадки фотоприёмника должны составлять не менее 11 мм², что соответствует световым размерам имеющегося на рынке фотодиода, работающего в ультрафиолетовом диапазоне. Наличие ФПУ ультрафиолетового диапазона открывает возможность проведения измерений электрических разрядов.

Список источников

- [1] Патент № 2737516 РФ. Устройство обнаружения и измерения электрического разряда высоковольтного оборудования / А. В. Лукин, А. Н. Мельников. — Опубл. 01.12.2020.
- [2] Palmer, C. Diffraction Grating Handbook / C. Palmer. — N. Y. : Newport Corporation. — 2014. — P. 265.
- [3] Справочник технолога-оптика / Под ред. М. А. Окатова. — СПб. : Политехника, 2004. — 679 с.
- [4] Белозёров, А. Ф. Осевые синтезированные голограммные оптические элементы: история развития, применения. Часть 1 / А. Ф. Белозёров, Н. П. Ларионов, А. В. Лукин, А. Н. Мельников // Фотоника. — 2014. — № 4. — С. 12–32.
- [5] Торшина, И. П. Выбор приёмника излучения при проектировании оптико-электронного прибора / И. П. Торшина, Ю. Г. Якушенков. — М. : МИИГАиК, 2017. — 58 с.
- [6] Компания «Sglux»: Каталог продукции, модель фотодиода «SG01XXL-8ISO90» / URL: sglux.de/en/produkt/sg01xxl-8iso90-en.

Оперативный расчет дифракционных оптических элементов 3D-сцен с использованием нейронных сетей

Д. А. Рымов, П. А. Черёмхин, Р. С. Стариков

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Синтез дифракционных оптических элементов (ДОЭ) 3D-сцен — задача, требующая значительной вычислительной мощности. Методы расчета ДОЭ как правило имеют итерационный вид и могут быть сложны как в применении, так и в реализации. Помимо этого, при синтезе подобных ДОЭ нужно учитывать не только большое число отдельных элементов, но и взаимодействия между ними. В работе предлагается метод синтеза ДОЭ, основанный на использовании нейронных сетей, который может быть использован для реконструкции как 2D-, так и 3D-сцен. Проведено сравнение полученных ДОЭ по качеству восстановленных с них изображений и по скорости работы, а также сопоставление с традиционным методом.

Ключевые слова: дифракционные оптические элементы, нейронные сети, цифровая голография, глубокое обучение, компьютерная голография, киноформ, распознавание объектов.

Цитирование: **Рымов, Д. А.** Оперативный расчет дифракционных оптических элементов 3D-сцен с использованием нейронных сетей / Д. А. Рымов, П. А. Черёмхин, Р. С. Стариков // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 223–228.

Введение

Для задач оптического преобразования излучения широко используются различные синтезируемые дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [1]. К подобным элементам относятся, например, численно-синтезированные голограммы и киноформы. Однако численный расчет ДОЭ сложных объектов и 3D-сцен является чрезвычайно ресурсоемкой задачей, требующей значительных вычислительных мощностей, как правило, итерационного типа. В особенности это касается синтеза ДОЭ, где, помимо большого числа отдельных элементов, могут учитываться и взаимодействия между этими элементами. Одним из возможных способов преодоления этих недостатков является создание метода, основанного на использовании нейронных сетей. Нейронные сети — это математические модели, структура которых вдохновлена организацией биологических систем [2], таких как, например, головной мозг человека. Нейросети отличаются своей способностью к обобщению данных, что позволяет им качественно предсказывать результат после анализа задачи в процессе обучения. Таким образом, используя такой подход возможно создание метода, который будет качественно преобразовывать набор изображений в соответствующий ДОЭ в одну операцию.

1. Методология

Основой предлагаемого метода является глубокая сверточная нейронная сеть с промежуточными связями [3–4], которая обрабатывает амплитуду и фазу ДОЭ. Для реализации предложенного метода была выбрана архитектура U-net [5]. Эта архитектура изначально была раз-

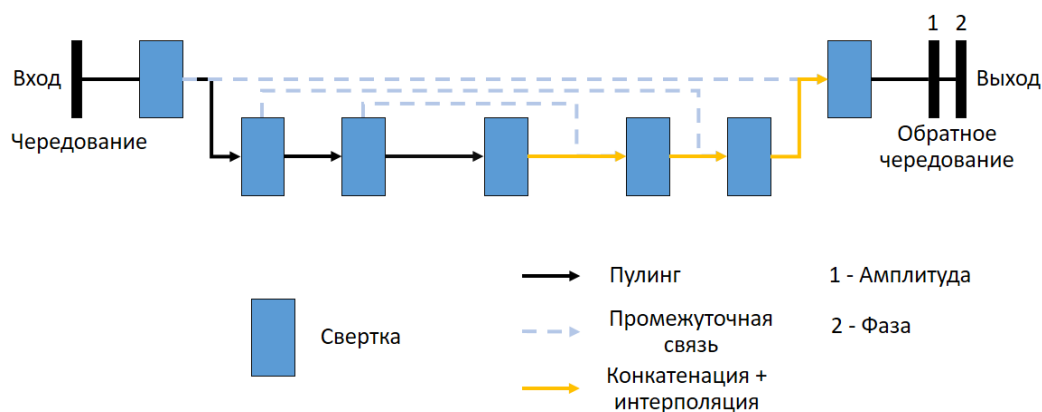


Рис. 1. Схема архитектуры использованной нейронной сети

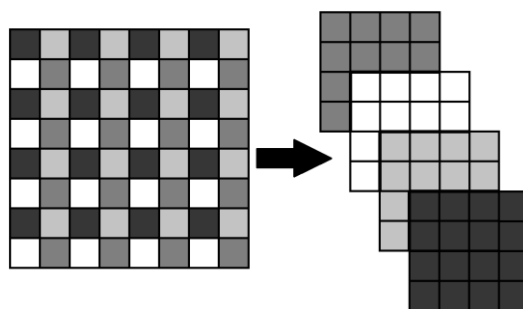


Рис. 2. Схема чередования пикселей

работана для сегментации биологических изображений, но также она была успешно применена для различных задач преобразования изображений, в том числе для восстановления объектов с голограмм [6] и для синтеза ДОЭ [7]. Схема использованной архитектуры, базирующейся на U-net, показана на рис. 1.

Для возможности обработки изображений большого разрешения была использована техника чередования пикселей [8]. Чередование пикселей — это подход, широко используемый в задачах суперразрешения. Он позволяет разбить изображение на несколько меньших изображений, каждое из которых будет содержать всю информацию о всей сцене, таким образом при преобразовании не происходит потери данных. Обратное чередование выполняет обратную операцию, собирая изображение требуемого разрешения из нескольких меньших изображений. Схема чередования пикселей представлена на рис. 2.

Первым шагом алгоритма является подача набора изображений, от которых будут рассчитываться ДОЭ, на вход нейронной сети. Изображения, полученные на выходе сети, принимаются за фазу синтезируемого ДОЭ, а входные изображения объектов — за амплитуду. На втором выходе сети также получается матрица амплитуд — получаемая после распространения света до плоскости восстанавливаемого изображения. Это схоже с итеративными методами расчета фазовых ДОЭ: например, Герчберга — Сэкстона, адаптивно-аддитивным алгоритмом (ААА) или Фьенапа [1]. Таким образом, итоговая амплитуда для каждой плоскости 3D-сцены рассчитывается следующим образом.

$$|A_n| = |\mu A_{0n} + (1 - \mu)B_n|, \quad (1)$$

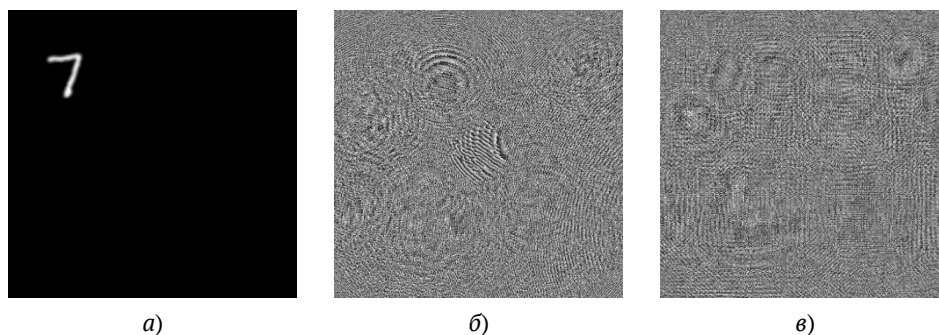


Рис. 3. Примеры одного из изображений объектов, формирующих 3D-сцену (а), и ДОЭ, полученных с использованием итеративного ААА (б) и нейронной сети (в)

где A_n — итоговая амплитуда, A_{0n} — исходное изображение, B_n — амплитуда, полученная на выходе нейросети, μ — число от 0 до 2, n — номер плоскости.

Для того чтобы полученную на выходе нейросети фазу можно было считать фазовым распределением ДОЭ (т. е. с целью вывода данного ДОЭ на пространственно-временной модулятор света), от нее берется обратное преобразование Френеля. Таким образом, итоговым выходом нейросети будет фазовый ДОЭ в виде аргумента суммы вкладов в ДОЭ от всех плоскостей.

Функция потерь нейросети рассчитывается относительно изображений, восстановленных с синтезированного сетью ДОЭ. Восстановленные изображения сравниваются с исходными с помощью функции потерь. В качестве функции потерь был выбран коэффициент корреляции между изображениями. Таким образом, метод не требует создания набора заранее синтезированных ДОЭ, дающих хорошее качество восстановления для использования их в качестве целевых данных, а обучение происходит напрямую относительно входных изображений.

2. Результаты расчетов ДОЭ и восстановления изображений с них

Для демонстрации работы метода нейронная сеть была обучена синтезу ДОЭ 3D-сцены, содержащей 16 плоскостей с различными объектами. Размер ДОЭ составлял 512×512 пикселей. В качестве изображений использовались рукописные цифры из набора MNIST. Для предотвращения перекрытия объектов из различных плоскостей изображения были расположены в четыре ряда по четыре изображения в каждом, пример одной плоскости представлен на рис. 3а. Расстояния от плоскости ДОЭ до плоскостей объектов составляли от 51,8 мм (1-ая, самая близкая к ДОЭ плоскость, рис. 3а) до 220 мм (16-ая плоскость).

Обучающие данные для нейронной сети включали 12 500 наборов по 16 изображений в каждом. Для обучения использовался алгоритм оптимизации Adam с начальным шагом обучения 0,002. Обучение проводилось на видеокарте NVIDIA GeForce RTX 2060 Super. Пример ДОЭ, синтезированного при помощи обученной модели, представлен на рис. 3в. Для сравнения на рис. 3б дан ДОЭ, синтезированный одним из лучших итеративных методов расчета ДОЭ — ААА [1, 9].

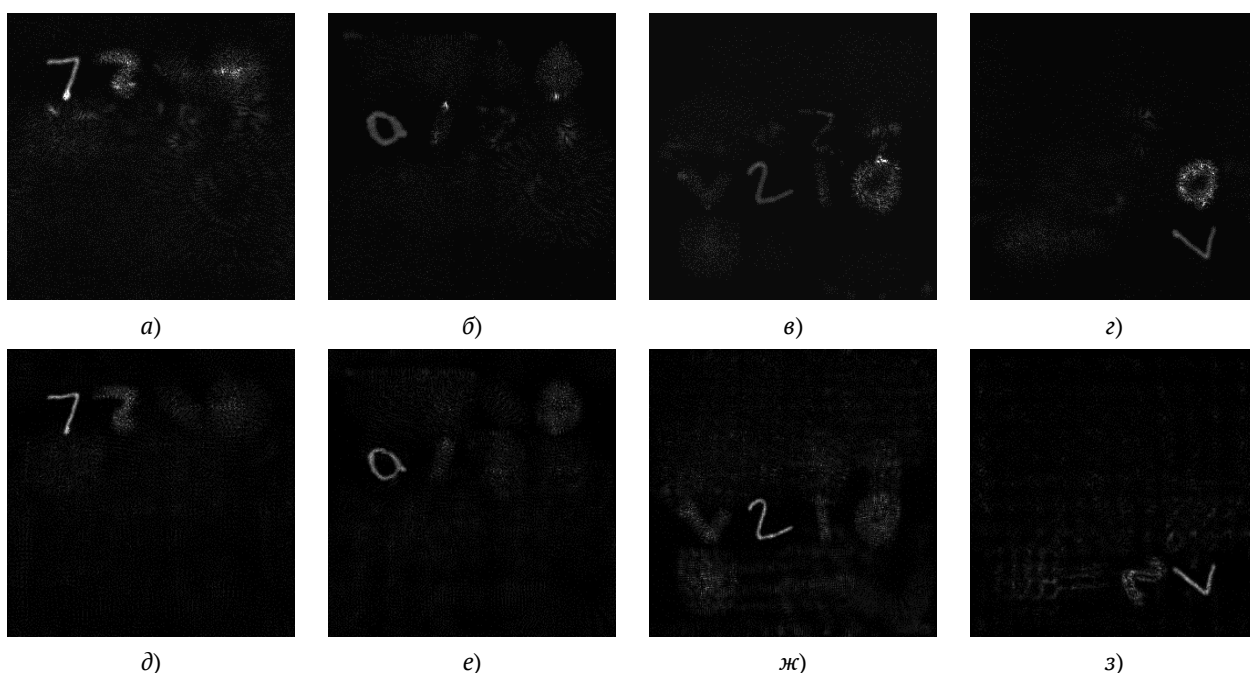


Рис. 4. Примеры изображений сечений 3D-сцены, восстановленных с ДОЭ итеративным ААА (а–г) и с использованием нейронной сети (д–з)

Восстановленные изображения с синтезированных ДОЭ итеративным ААА и нейронной сети представлены на рис. 4а–4г и рис. 4д–4з соответственно: плоскость ближайшего (1-ого; расстояние 51,8 мм) к ДОЭ объекта (а и д), 5-ого (64,7 мм, б и е), 10-ого (95,8 мм, в и ж) и наиболее дальнего 16-ого (220 мм, г и з).

Как видно, изображения объектов, полученные с использованием нейронной сети, обладают большей сфокусированностью и резкостью, а также менее подвержены влиянию объектов из соседних плоскостей. Численная оценка качества представлена в табл. 1. Для сравнения использовался коэффициент корреляции (КК) восстановленного изображения объекта с исходным. Оценка производилась отдельно для каждой плоскости, и находилось среднее значение по 100 ДОЭ.

Как видно из табл. 1 и рис. 4, качество изображений, восстановленных из ДОЭ, полученных с использованием нейросети выше. При этом время синтеза ДОЭ нейросетью составило лишь 0,41 с, в то время как расчет ДОЭ ААА с 50 итерациями равен 14,5 с. В результате предлагаемый метод демонстрирует улучшение как по качеству реконструкции, так и по скорости расчетов.

Заключение

В работе предложен метод, основанный на использовании нейронных сетей, для синтеза дифракционных оптических элементов трехмерных сцен. В сравнении с традиционным итеративным подходом получено улучшенное качество восстановления как с точки зрения визуальной оценки, так и с точки зрения численной оценки на основе коэффициента корреляции. Скорость синтеза оптических элементов превысила традиционный подход более чем в 30 раз.

Табл. 1. Численная оценка качества восстановленных изображений с ДОЭ, полученных с использованием итеративного ААА (50 итераций) и нейронной сети

Номер плоскости	КК (ААА)	КК (нейросеть)
1	0,495 ± 0,097	0,574 ± 0,082
2	0,407 ± 0,087	0,417 ± 0,058
3	0,395 ± 0,084	0,389 ± 0,022
4	0,417 ± 0,073	0,426 ± 0,062
5	0,415 ± 0,072	0,422 ± 0,062
6	0,422 ± 0,087	0,391 ± 0,056
7	0,151 ± 0,034	0,347 ± 0,06
8	0,438 ± 0,075	0,391 ± 0,056
9	0,370 ± 0,073	0,385 ± 0,058
10	0,326 ± 0,078	0,326 ± 0,058
11	0,308 ± 0,077	0,337 ± 0,053
12	0,596 ± 0,099	0,375 ± 0,078
13	0,298 ± 0,033	0,439 ± 0,066
14	0,335 ± 0,093	0,448 ± 0,063
15	-0,028 ± 0,005	0,428 ± 0,076
16	0,428 ± 0,107	0,625 ± 0,083

Таким образом, методы на основе машинного обучения могут стать эффективным инструментом для синтеза ДОЭ, в частности с точки зрения быстродействия.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант № 20-79-00291.

Список источников

- [1] Головашкин, Д. Дифракционная компьютерная оптика / Л. Досколович, Н. Казанский, В. Котляр, В. Павельев, Р. Скиданов, В. Сойфер, С. Хонина; под ред. В. Сойфера. — М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007. — 736 с.
- [2] Liu, W. [A survey of deep neural network architectures and their applications](#) / W. Liu, Z. Wang, X. Liu, N. Zeng, Y. Liu, F. E. Alsaadi // Neurocomputing. — 2017. — Vol. 234. — P. 11–26.
- [3] Gu, J. [Recent advances in convolutional neural networks](#) / J. Gu, Z. Wang, J. Kuen, L. Ma, A. Shahroudy, B. Shuai, T. Liu, X. Wang, L. Wang, G. Wang, J. Cai, T. Chen // Pattern Recognit. — 2018. — Vol. 77. — P. 354–377.
- [4] He, K. Deep Residual Learning for Image Recognition / K. He, X. Zhang, S. Ren, J. Sun // Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition. — 2016. — P. 770–778.
- [5] Ronneberger, O. [U-Net: Convolutional Networks for Biomedical Image Segmentation](#) / O. Ronneberger, P. Fischer, T. Brox // International Conference on Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention : Medical Image Computing and Computer-Assisted Intervention (MICCAI 2015). — 2015. — Vol. 9351. — P. 234–241.

- [6] **Wang, H.** [eHoloNet: a learning-based end-to-end approach for in-line digital holographic reconstruction](#) / H. Wang, M. Lyu, G. Situ // Optics Express. — 2018. — Vol. 26. — № 18. — P. 22603–22614.
- [7] **Cheremkhin, P.** [Machine learning methods for digital holography and diffractive optics](#) / P. Cheremkhin, N. Evtikhiev, V. Krasnov, V. Rodin, D. Rymov, R. Starikov // Procedia Computer Science. — 2020. — Vol. 169. — P. 441–445.
- [8] **Shi, W.** Real-Time Single Image and Video Super-Resolution Using an Efficient Sub-Pixel Convolutional Neural Network / W. Shi, J. Caballero, F. Huszár, J. Totz, A. P. Aitken, R. Bishop, D. Rueckert, Z. Wang // Proceedings of the IEEE conference on computer vision and pattern recognition. — 2016. — P. 1874–1883.
- [9] **Cheremkhin, P. A.** [Comparison of kinoform synthesis methods for image reconstruction in Fourier plane](#) / P. A. Cheremkhin, N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, L. A. Porshneva, V. G. Rodin, S. N. Starikov // SPIE Photonics Europe : Optical Modelling and Design III : Proceedings of SPIE. — 2014. — Vol. 9131. — P. 913124.

Спектральные линзы как дисперсионные элементы для регистрации спектральных индексов

В. А. Бланк^{1,2}, Р. В. Скиданов^{1,2}, Л. Л. Досколович¹

¹ Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

² Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, Самара, Россия

Предложен новый тип дифракционных линз — спектральные линзы для работы в ± 1 порядках дифракции. Спектральные линзы этого типа формируют в +1 и –1 порядках четкое изображение заданных длин волн. Такие линзы удобны для формирования индексных изображений вместо полноценного гиперспектрального изображения. Были рассчитаны и изготовлены спектральные дифракционные линзы для вегетационных индексов: модифицированный относительный водный индекс для области ближнего инфракрасного склона (Modified Red Edge Simple Ratio Index) и водный индекс (Water Band Index). Изготовление дифракционных линз происходило методом прямой лазерной записи по фоторезисту. Высота сформированного микрорельефа составляла 4 мкм. На основе изготовленных спектральных линз был собран лабораторный макет изображающего индексного сенсора. Путем линейного сканирования растительных объектов были экспериментально получены изображения вышеуказанных вегетационных индексов.

Ключевые слова: дифракционные линзы, спектральные линзы, вегетационные индексы, гиперспектрометр.

Цитирование: Бланк, В. А. Спектральные линзы как дисперсионные элементы для регистрации спектральных индексов / В. А. Бланк, Р. В. Скиданов, Л. Л. Досколович // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 229–234.

Введение

Информация о наземной растительности, полученная с помощью дистанционного зондирования, может быть полезной для приложений в области мониторинга окружающей среды, сельского хозяйства, лесного хозяйства, городской зеленой инфраструктуры и других областях. В частности, эти типы информации применяются к сельскому хозяйству, для оценки состояния полей и урожайности сельскохозяйственных культур [1, 2].

Характерным признаком растительности и ее состояния является спектральная отражательная способность, характеризующаяся большими различиями в отражении излучения разных длин волн. Для таких задач можно использовать спектральные дифракционные линзы, так как они позволяют сфокусировать излучение нескольких различных длин волн в различных точках, так что каждая длина волны фокусируется в «своем» фокусе.

Вегетационные индексы — это представленные в виде алгебраических выражений комбинации коэффициентов отражения изучаемого объекта в нескольких узких спектральных диапазонах, которые отражают значения целевых характеристик исследуемого объекта (например, количества воды в растительном покрове). Спектральные дифракционные линзы,

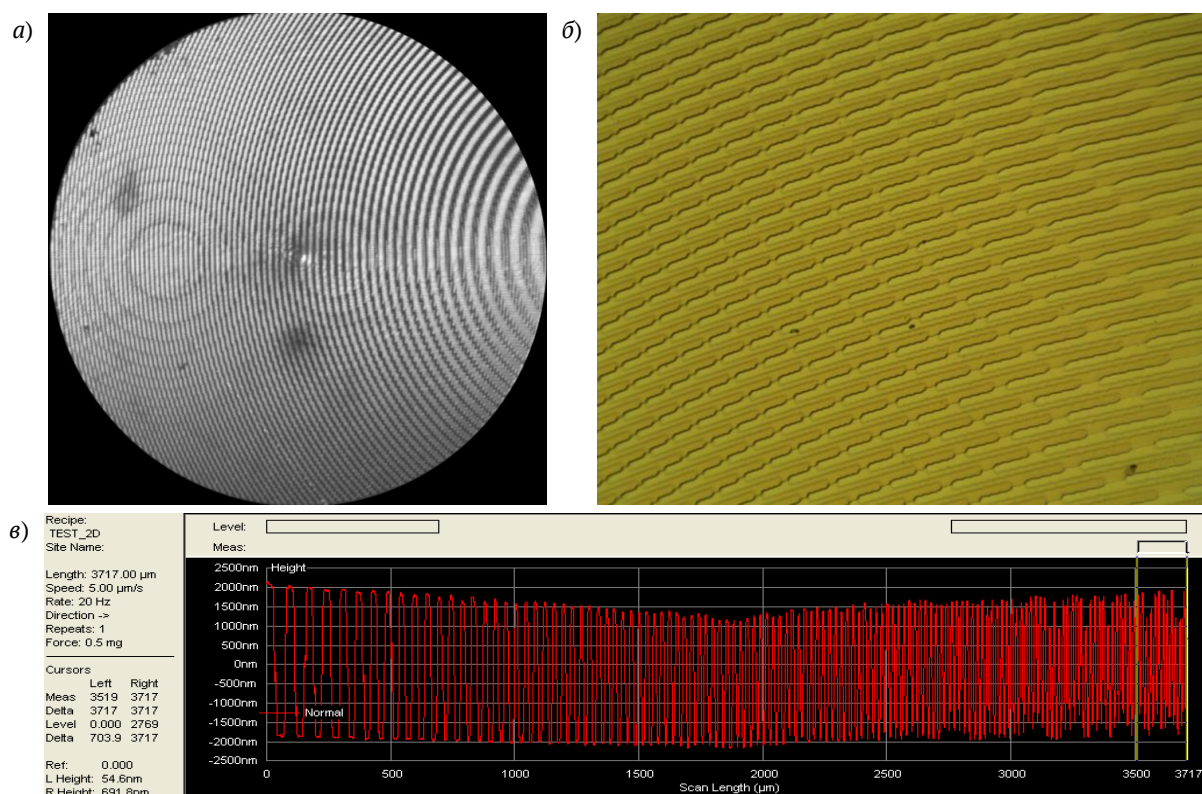


Рис. 1. Внешний вид СДЛ (455 нм, 750 нм) под оптическим микроскопом (а), внешний вид участка СДЛ (455 нм, 750 нм) с тонкой структурой под оптическим микроскопом (б), профилограмма СДЛ (455 нм, 750 нм), полученная вдоль линии симметрии (в)

фокусирующие в различных точках излучение заданных длин волн, соответствующих одному или нескольким спектральным индексам, могут быть использованы при создании простых и компактных сенсоров для мониторинга растительного покрова [3, 4]. Такие сенсоры, например, могут быть использованы на БПЛА для решения задач умного сельского хозяйства.

1. Изготовление спектральных дифракционных линз

Из [5] были выбраны вегетационные индексы для расчета и изготовления спектральных дифракционных линз. В качестве основы были выбраны вегетационные индексы: модифицированный относительный водный индекс для области ближнего инфракрасного склона (445 нм и 750 нм) и водный индекс (900 нм и 970 нм). Спектральные дифракционные линзы (СДЛ) были изготовлены методом прямой лазерной записи на станции лазерной записи CLWS-2014 по фоторезисту ФП-3535 с толщиной 6 мкм, который был предварительно нанесен на кварцевую подложку методом центрифугирования. При этом высота формируемого микрорельефа составила около 4 мкм.

Для экспериментальных исследований были изготовлены две спектральные линзы: диаметром 4 мм и фокусным расстоянием $f = 70$ мм для разделения длин волн 455 нм, 750 нм, и диаметром 4 мм и фокусным расстоянием $f = 35$ мм для разделения длин волн 900 нм, 970 нм. На рис. 1а и 2а показаны изображения микрорельефов спектральных линз для длин волн 455 нм, 750 нм, 900 нм и 970 нм соответственно, полученные в оптическом микроскопе.

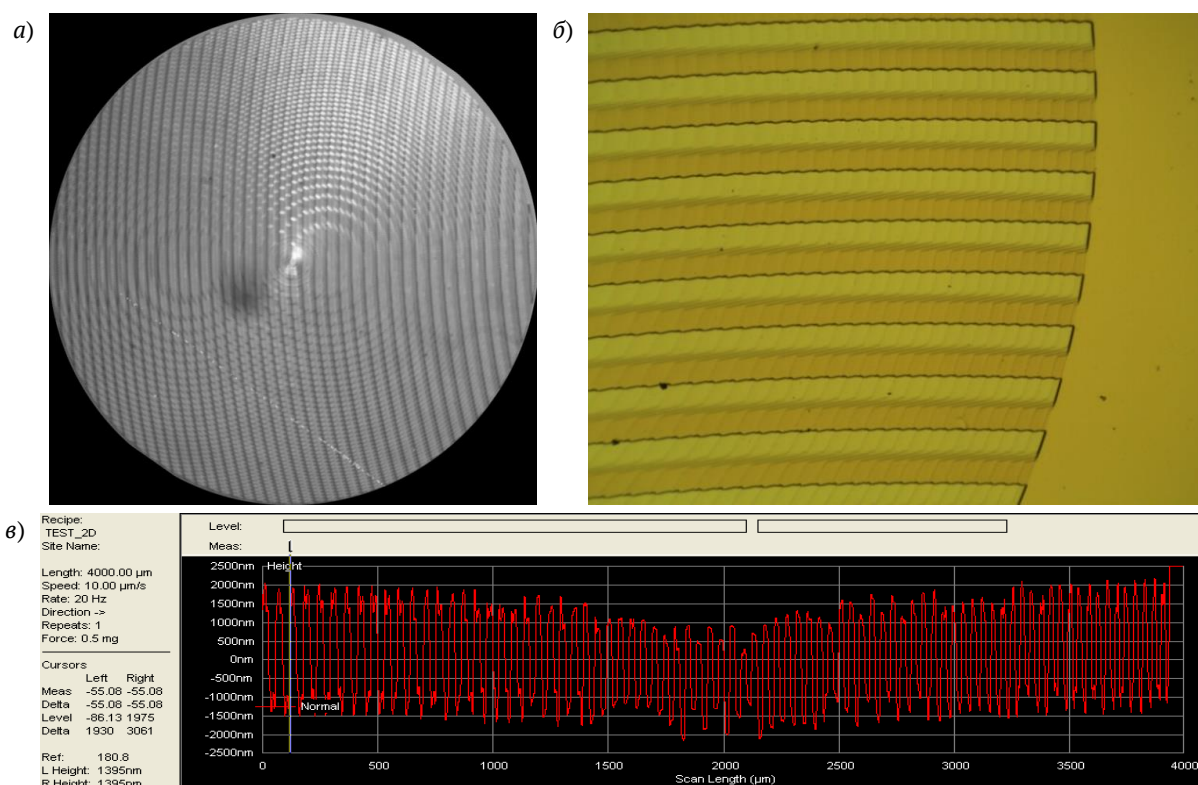
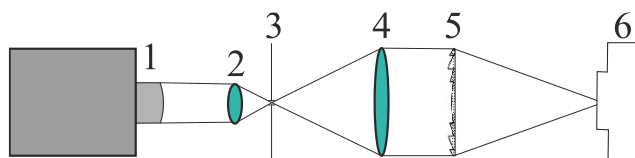


Рис. 2. Внешний вид СДЛ (900 нм, 970 нм) под оптическим микроскопом (а), внешний вид участка СДЛ (900 нм, 970 нм) с тонкой структурой под оптическим микроскопом (б), профилограмма СДЛ (900 нм, 970 нм), полученная вдоль линии симметрии (в)



1 – перестраиваемый лазер NT-242, 2 – микрообъектив, 3 – точечная диафрагма диаметром 10 мкм, 4 – коллимирующая линза, 5 – ДОЭ, 6 – регистрирующая камера Basler acA 1920-40um

Рис. 3. Оптическая схема для измерения функций рассеяния точки ДОЭ

На рис. 1б и 2б представлено изображение участка микрорельефа, где хорошо видна тонкая структура спектральной линзы. На рис. 1в 2в представлена профилограмма, полученная по линии симметрии линзы.

2. Эксперименты с перестраиваемым лазером.

Перестраиваемый лазер использовался для точного определения функции рассеяния точки спектральных дифракционных линз на заданных длинах волн. Для этого была собрана экспериментальная установка, оптическая схема которой представлена на рис. 3.

Перестраиваемый лазер NT-242 формировал пучок с заданной длиной волны. Линза 2 фокусировала пучок на точечной диафрагме диаметром 10 мкм. После этого линза 4 формирует коллимированный пучок с углом расходимости менее $0,0001^\circ$. Коллимированный пучок падает на СДЛ, которая фокусирует свет на светочувствительной матрице камеры Basler

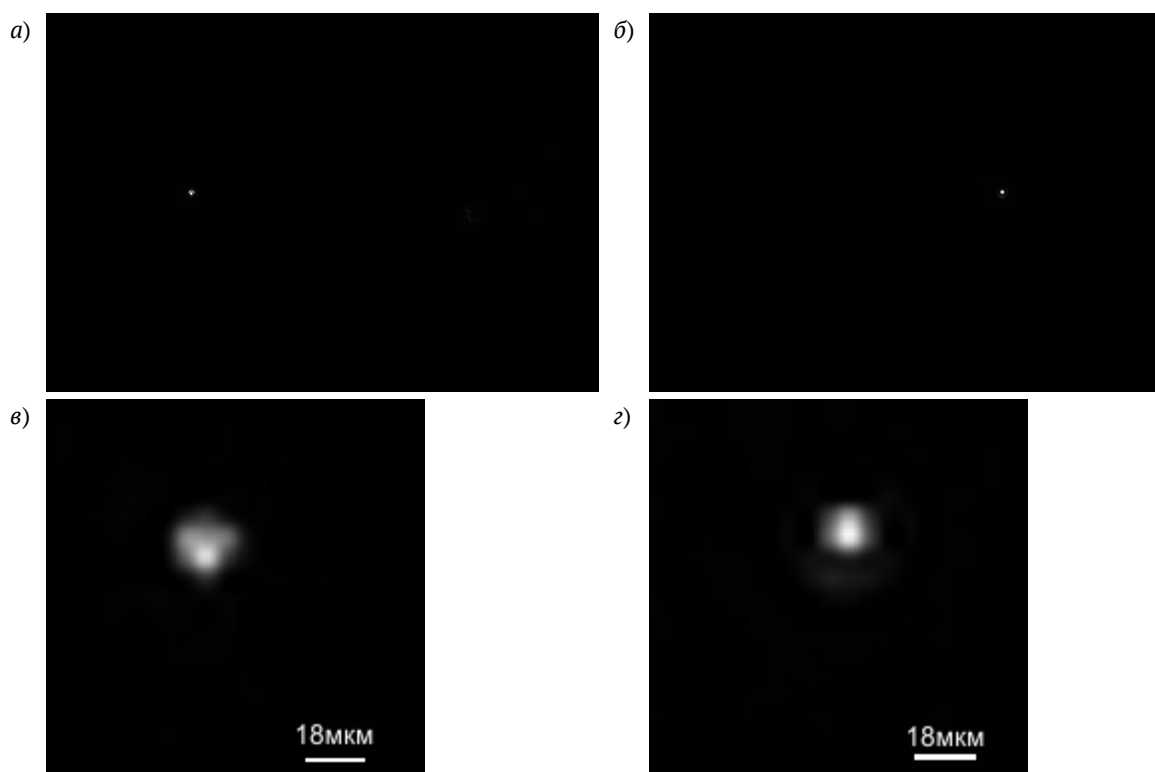


Рис. 4. Порядки на матрице для линзы на 455–750 нм: на длине волны 455 нм (а), на длине волны 750 нм (б), и их увеличенные изображения (в и г, соответственно)

асА 1920-40μm. На рис. 4а представлено распределение интенсивности на длине волны 0,455 мкм, на рис. 4б — для длины волны 750 нм.

На рис. 5а представлено распределение интенсивности на длине волны 0,9 мкм, на рис. 5б — для длины волны 0,97 мкм.

Как видно из рис. 4 и рис. 5 ширина ФРТ по полувысоте менее 10 мкм, что говорит о высоком качестве формируемого изображения, и тем самым о потенциальной возможности создания на базе представленных спектральных дифракционных линз сенсоров для определения заданных гиперспектральных индексов с высоким пространственным разрешением.

3. Эксперимент со спектральной дифракционной линзой на 900 нм и 970 нм.

Цель следующей серии экспериментов подтверждение работы СДЛ в качестве элемента сенсора для определения спектрального индекса. Для получения индексного изображения в эксперименте использовался щавель кислый (*Rumex acetosa*) и СДЛ на 900 нм и 970 нм. Расстояние между объектом и линзой составляло около 1 м. Кроме этого для работы изображающего гиперспектрометра необходимо осуществлять сканирование объекта, для этого использовалась платформа с шаговым двигателем, который перемещал объект для осуществления сканирования и получения изображений.

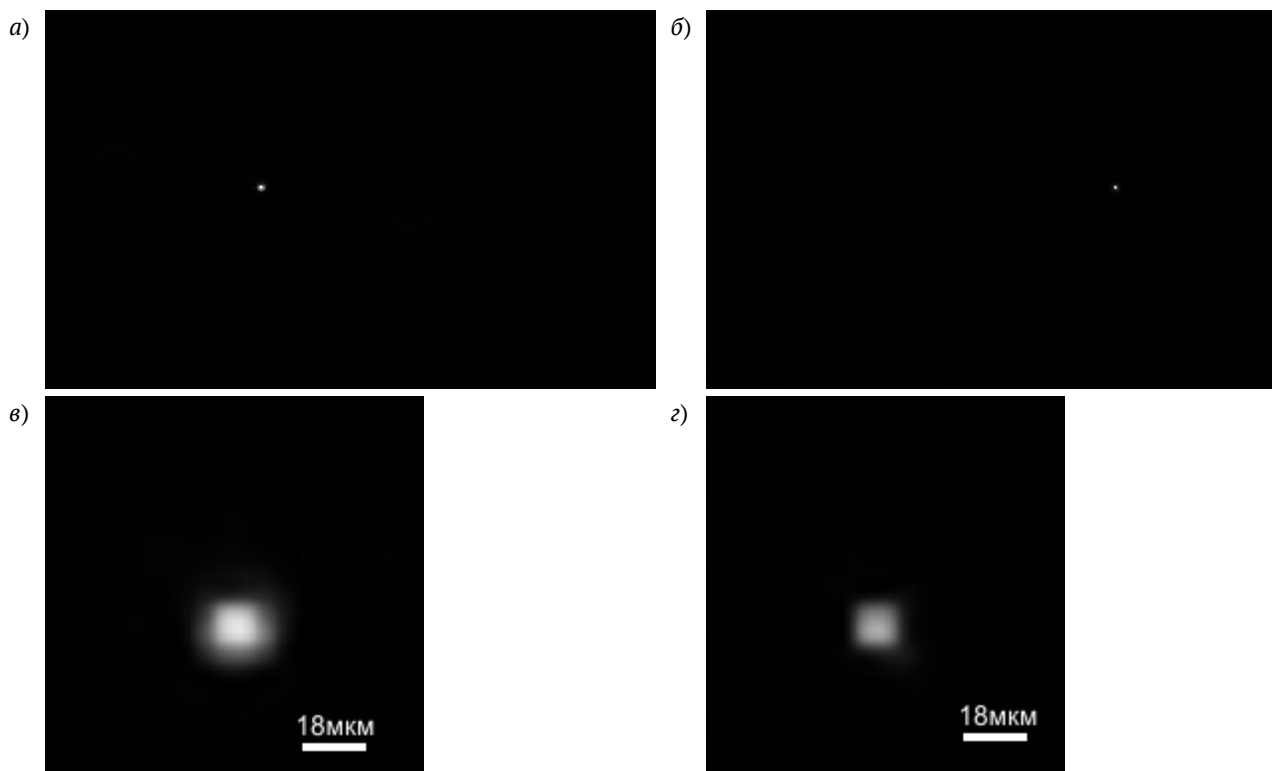


Рис. 5. Порядки на матрице для линзы на 900–970 нм: на длине волны 900 нм (а), на длине волны 970 нм (б), и их увеличенные изображения (в и г, соответственно)

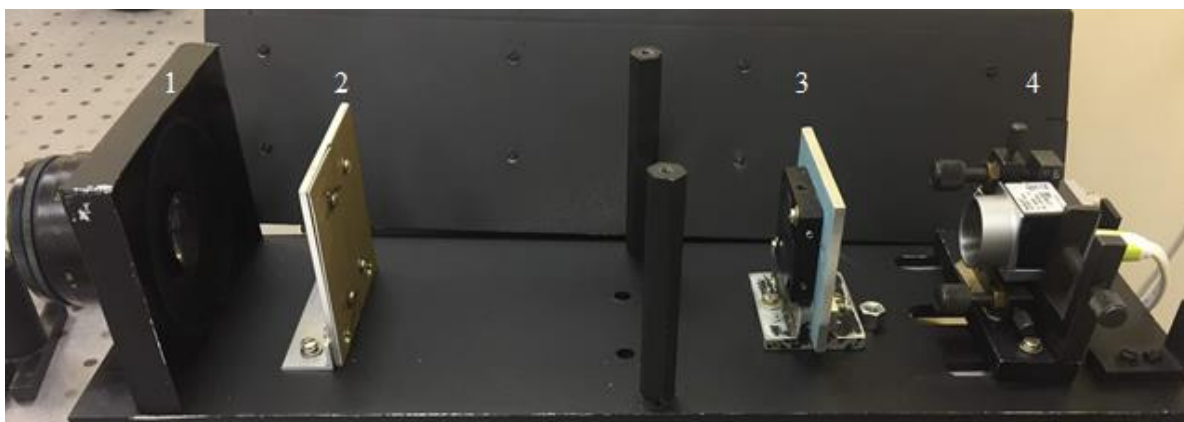


Рис. 6. Экспериментальная установка

На рис. 6 представлена экспериментальная установка, где 1 — объектив, 2 — щелевая диафрагма, 3 — спектральная дифракционная линза, 4 — камера Basler acA 1920-40um.

После получения набора спектральных изображений при помощи программы была произведена сборка изображений на длинах волн 900 нм (рис. 7а) и 970 нм (рис. 7б). По результатам сборки изображений было получено индексное изображение (рис. 7в).

На изображении 7в светлый фон — это листья растения, а темный фон показывает завядшую часть листьев или их отсутствие.

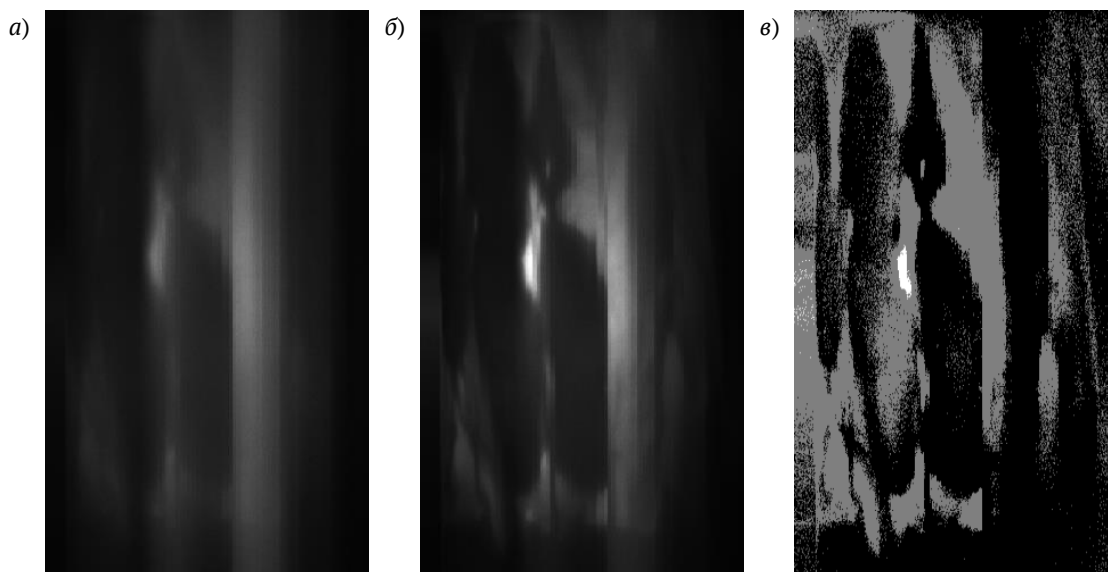


Рис. 7. Собранные изображения: на длине волны 900 нм (а), на длине волны 970 нм (б) и индексное изображение (в)

Заключение

По результатам проведенного исследования можно сделать вывод о том, что дифракционные оптические элементы подходят для фокусировки различных длин волн в различные точки. А это позволяет использовать такие линзы для исследования вегетационных индексов зеленой растительности.

Экспериментальное исследование этих элементов позволило оценить для них ФРТ, ширина которого в большинстве случаев менее 10 мкм, что для данного соотношения апертуры и фокусного расстояния близко к дифракционному пределу.

В результате эксперимента был получен вегетационный индекс, что доказывает возможность использования таких линз в составе сенсоров.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 20-69-47110

Список источников

- [1] **Mulla, D. J.** [Twenty five years of remote sensing in precision agriculture: key advances and remaining knowledge gaps](#) / D. J. Mulla // Biosystems Engineering. — 2013. — Vol. 114. — № 4. — P. 358–371.
- [2] **Xue, J.** [Significant Remote Sensing Vegetation Indices: A Review of Developments and Applications](#) / J. Xue, B. Su // Journal of Sensors. — 2017. — Vol. 2017. — P. 1353691. — 17 p.
- [3] **Doskolovich, L. L.** [Design of diffractive lenses operating at several wavelengths](#) / L. L. Doskolovich, R. V. Skidanov, E. A. Bezus, S. V. Ganchevskaya, D. A. Bykov, N. L. Kazanskiy // Optics Express. — 2020. — Vol. 28. — № 8. — P. 11705–11720.
- [4] **Скиданов, Р. В.** Спектральные дифракционные линзы для формирования источника света с излучением нескольких заданных длин волн / Р. В. Скиданов, Л. Л. Досколович, В. С. Васильев, С. В. Ганчевская, В. А. Бланк, В. В. Подлипнов, Н. Л. Казанский // Автометрия. — 2020. — Vol. 2. — P. 69–76.
- [5] **Черепанов, А. С.** [Вегетационные индексы](#) / А. С. Черепанов // Геоматика. — 2011. — № 2. — С. 98–102.

Моделирование спектральных характеристик многоадресных волоконных брэгговских структур с дискретными фазовыми сдвигами для обеспечения адаптивных процессов их голографической записи

А. А. Кузнецов

Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

В работе представлены результаты исследования влияния геометрических и рефрактометрических параметров многоадресных волоконных брэгговских структур (МАВБС) с дискретными фазовыми сдвигами на их спектральные характеристики, полученные после записи голографическими методами. Исследование проводилось с использованием математической модели МАВБС, построенной методом матриц передач. Описано влияние длин однородных участков структуры, наведенного показателя преломления в процессе записи и величин его дискретных фазовых сдвигов на форму спектральной огибающей МАВБС. Выявленные закономерности могут быть использованы для создания интерференционных схем, масок и адаптивных технологических процессов записи структур с требуемыми спектральными характеристиками.

Ключевые слова: многоадресные волоконные брэгговские структуры, геометрические параметры, рефрактометрические параметры, математические модели, спектральные характеристики, голографические схемы записи.

Цитирование: Кузнецов, А. А. Моделирование спектральных характеристик многоадресных волоконных брэгговских структур с дискретными фазовыми сдвигами для обеспечения адаптивных процессов их голографической записи / А. А. Кузнецов // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 235–242.

Введение

Сенсорные системы на основе волоконных брэгговских решеток (ВБР) обладают рядом преимуществ по сравнению с другими типами датчиков, а именно малыми габаритами и весом, невосприимчивостью к электромагнитным и химическим воздействиям, отсутствием электрических цепей питания датчиков, возможностью проведения удаленных измерений, что обуславливает их востребованность во многих сферах промышленности. Однако наиболее существенным ограничением их широкого применения является сложность устройств опроса и мультиплексирования ВБР-датчиков [1]. Одним из факторов, осложняющих опрос массива ВБР, является отсутствие их адресности, что приводит к существенным ошибкам измерений при наложении спектров датчиков друг на друга.

Решением данной проблемы стало использование адресных волоконных брэгговских структур (АВБС) [2–4], которые представляют собой особым образом структурированные ВБР с оптическим откликом, содержащим две сверхузкополосные оптические компоненты с разностной частотой, лежащей в радиочастотной области спектра. Разностная частота АВБС

остаётся неизменной при смещении центральной длины волны структуры в процессе измерения и называется её адресной частотой. Опрос (определение центральной длины волны АВБС) осуществляется за счёт того, что двухчастотное оптическое излучение, полученное при пропускании через АВБС широкополосного излучения и прошедшее через фильтр с линейной наклонной амплитудно-частотной характеристикой, вызывает сигнал биений на выходе фотоприемника с частотой, равной адресной частоте АВБС. По амплитуде этого сигнала биений судят о положении центральной длины волны АВБС. Поскольку каждый АВБС-датчик в сенсорной системе имеет свою уникальную адресную частоту, опрос массива датчиков возможен без использования сложных оптико-электронных схем.

Развитием концепции адресных брэгговских структур стало создание многоадресных волоконных брэгговских структур (МАВБС) [1, 5]. МАВБС представляет собой квазипериодическую структуру, сформированную аналогично АВБС, оптический спектральный отклик которой состоит из трех и более сверхузкополосных компонент, разностные частоты между которыми находятся в радиочастотном спектральном диапазоне. Так же, как и АВБС, многоадресные структуры характеризуются инвариантностью разностных частот между спектральными компонентами при воздействии на МАВБС деформации и температуры. Принцип опроса многоадресных и адресных структур идентичен, за исключением того, что в первом случае используются несколько частотных компонент сигнала биений на фотодетекторе. Использование МАВБС позволяет расширить адресную емкость сенсорной системы, а также повысить точность определения центральной длины волны каждой брэгговской структуры.

1. Моделирование спектрального отклика многоадресных волоконных брэгговских структур с дискретными фазовыми сдвигами

Известны два подхода к формированию АВБС и МАВБС — внесение нескольких фазовых сдвигов в периодическую структуру ВБР [2] и формирование набора сверхузкополосных ВБР с брэгговскими частотами, разнесенными между собой на адресные частоты [3]. Рассмотрим математическую модель МАВБС, сформированную путем внесения трех фазовых сдвигов в периодическую структуру равномерной ВБР (3φ-ВБР). Схема 3φ-ВБР структуры и амплитудно-частотная характеристика центральной части её спектра пропускания приведены на рис. 1. Многоадресная 3φ-ВБР состоит из четырех последовательно сформированных однородных участков ВБР с фазовыми сдвигами между ними (рис. 1а). Спектр центральной части оптического излучения, прошедшего через 3φ-ВБР, содержит три окна прозрачности, которые формируют адресные частоты Ω_{21} , Ω_{32} и Ω_{31} (рис. 1б).

Для формирования спектрального отклика 3φ-ВБР применим метод матриц передач, который используется для моделирования ВБР с неоднородной структурой [4]. Каждая однородная секция 3φ-ВБР описывается матрицей передачи S_m [4, 6].

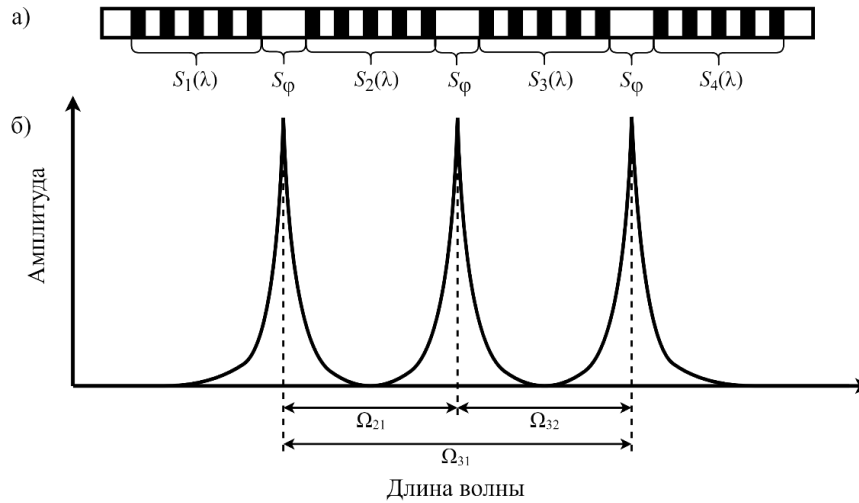


Рис. 1. Схема многоадресной 3φ-ВБР структуры (а) и амплитудно-частотная характеристика центральной части её спектра (б)

$$S_m(\lambda) = \begin{bmatrix} \frac{e^{iq(\lambda)L} - r(\lambda)^2 e^{-iq(\lambda)L}}{1 - r(\lambda)^2} & \frac{-r(\lambda)^2 e^{-iq(\lambda)L} + e^{iq(\lambda)L}}{1 - r(\lambda)^2} \\ \frac{r(\lambda)^2 e^{-iq(\lambda)L} - e^{iq(\lambda)L}}{1 - r(\lambda)^2} & \frac{e^{-iq(\lambda)L} - r(\lambda)^2 e^{iq(\lambda)L}}{1 - r(\lambda)^2} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где L — длина однородного участка, а параметры $r(\lambda)$ и $q(\lambda)$.

$$r(\lambda) = \frac{q(\lambda) - \sigma_\beta(\lambda)}{\kappa}, \quad q(\lambda) = \sqrt{\sigma_\beta^2(\lambda) - \kappa^2}. \quad (2)$$

В (2) $\sigma_\beta(\lambda) = 2\pi(1/\lambda - 1/\lambda_B)$, $\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda$ — центральная (брэгговская) длина волны (Λ — период ВБР, n_{eff} — эффективный показатель преломления сердцевины волокна); $\kappa = \pi\sigma_n/\lambda_B$ — постоянная распространения, в которой $\sigma_n = n_{\text{mod}}/n_{\text{eff}}$ — индекс модуляции коэффициента преломления, n_{mod} — величина наведенного показателя преломления.

Для описания дискретного фазового сдвига вводится матрица S_φ .

$$S_\varphi(\varphi) = \begin{bmatrix} e^{-i\varphi} & 0 \\ 0 & e^{i\varphi} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где φ — величина фазового сдвига.

Матрица, описывающая 3φ-ВБР структуру, определяется как последовательное произведение матриц передачи однородных участков ВБР и матриц фазовых сдвигов.

$$S_{\text{res}}(\lambda) = S_1(\lambda) \times S_\varphi(\varphi_1) \times S_2(\lambda) \times S_\varphi(\varphi_2) \times S_3(\lambda) \times S_\varphi(\varphi_3) \times S_4(\lambda), \quad (4)$$

где φ_k ($k = 1, 3$) — величины фазовых сдвигов.

Спектр пропускания 3φ-ВБР структуры является комбинацией элементов результирующей матрицы передачи (4) [7].

$$T_{\text{res}}(\lambda) = \left| S_{\text{res}}(\lambda)_{1,1} - \frac{S_{\text{res}}(\lambda)_{1,2} S_{\text{res}}(\lambda)_{2,1}}{S_{\text{res}}(\lambda)_{2,2}} \right|^2. \quad (5)$$

Табл. 1. Исходные параметры для построения модели МАВБС

Параметр	Значение
Период ВБР Λ (центральная длина волны λ_B), нм	528,358 (1551,47)
Эффективный показатель преломления сердцевины оптического волокна n_{eff}	1,4682
Величина наведенного показателя преломления n_{mod}	$6 \cdot 10^{-4}$
Длины однородных участков ВБР $L_0, L_1 : L_2 : L_3 : L_4$, мм	$L_0=2, (1:1:1:1) \cdot L_0$
Величины фазовых сдвигов $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, рад	$\pi/2, \pi/2, \pi/2$

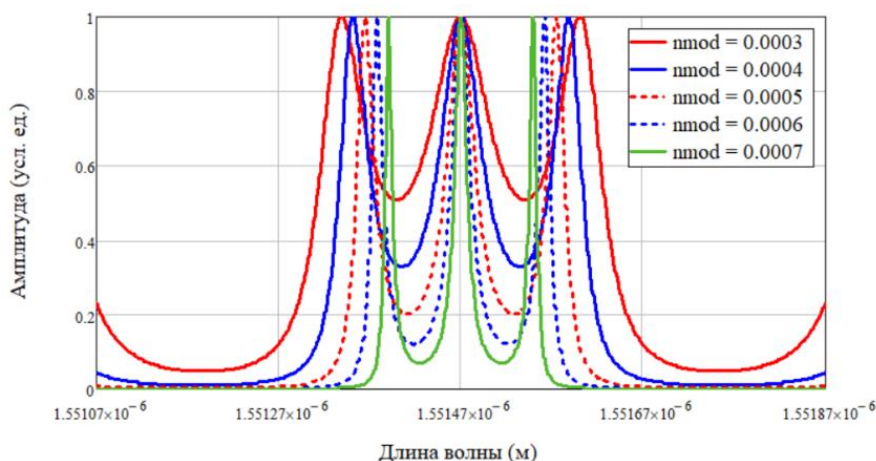


Рис. 2. Центральная часть спектра 3φ -ВБР структуры для различных значений амплитуды модуляции наведенного показателя преломления

Входными параметрами для моделирования спектрального отклика 3φ -ВБР структуры являются: период ВБР — Λ , эффективный показатель преломления сердцевины оптического волокна — n_{eff} , наведенный показатель преломления ВБР — n_{mod} , длины однородных участков: L_1, L_2, L_3, L_4 , и величины фазовых сдвигов: $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$. В табл. 1 приведены исходные значения параметров, использованные в работе для моделирования 3φ -ВБР.

2. Влияние амплитуды модуляции наведенного показателя преломления

Исследуем изменение центральной части спектра 3φ -ВБР в зависимости от амплитуды модуляции наведенного показателя преломления. На рис. 2 приведены графики центральной части спектра 3φ -ВБР структуры для пяти различных значений амплитуды модуляции наведенного показателя преломления n_{mod} от 3×10^{-4} до 7×10^{-4} с шагом 1×10^{-4} .

Изменение амплитуды модуляции наведенного показателя преломления не влияет на симметрию формы спектрального отклика 3φ -ВБР, а лишь ведет к изменению спектральной ширины окон прозрачности и к симметричному смещению центральных частот окон прозрачности. С ростом амплитуды модуляции наведенного показателя преломления ширина окон прозрачности уменьшается, одновременно с этим уменьшаются и расстояния между окнами прозрачности — адресные частоты, рис. 2.

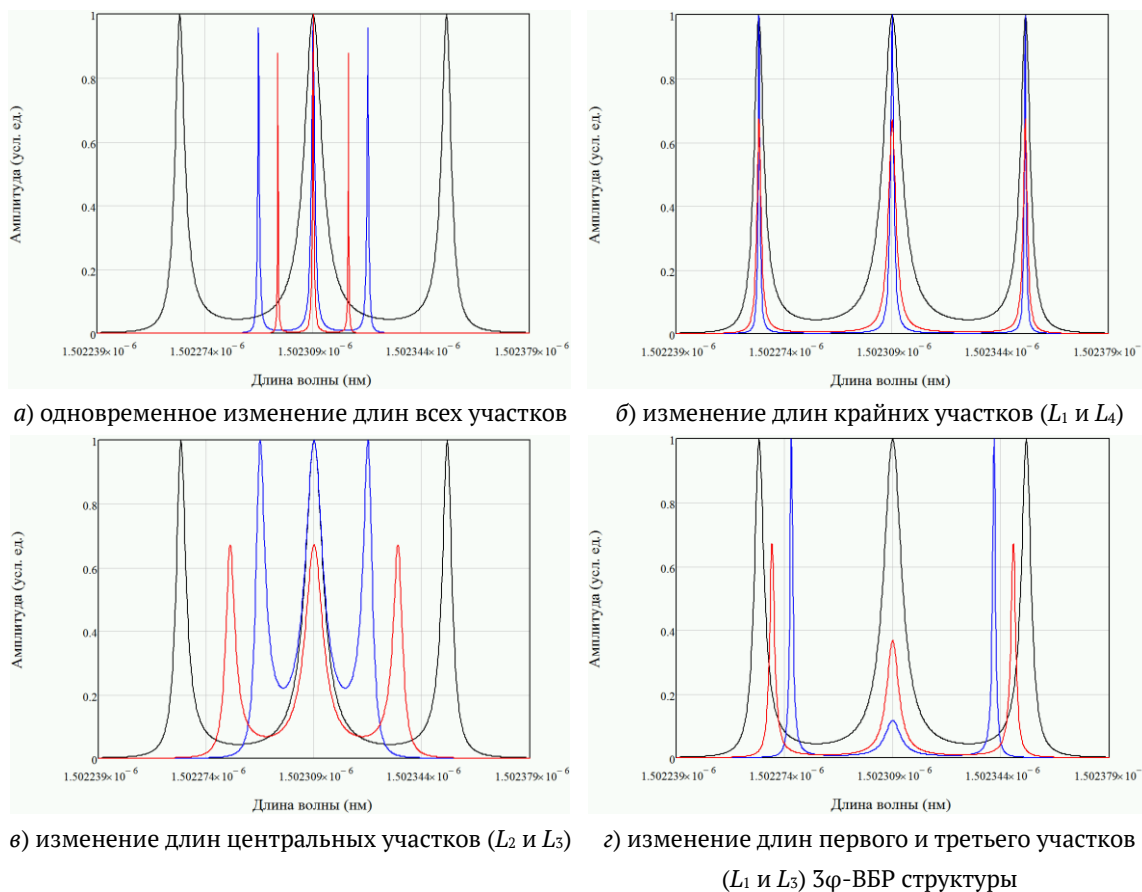


Рис. 3. Амплитудно-частотные характеристики спектрального отклика центральной части 3φ-ВБР структуры (расшифровка цветового обозначения кривых дана в тексте)

3. Влияние длин однородных участков

На основе математической модели были исследованы различные варианты изменения спектральной формы 3φ-ВБР при изменении длин однородных участков L_1, L_2, L_3 и L_4 относительно их исходных величин L_0 , приведенных в табл. 1.

Одновременное увеличение длин однородных участков 3φ-ВБР структуры сохраняет амплитуду окон прозрачности. Одновременно с этим уменьшаются адресные частоты и спектральная ширина окон прозрачности (рис. 3а: черная линия — $L_1:L_2:L_3:L_4 = 1:1:1:1 \times L_0$, синяя линия — $1,4:1,4:1,4:1,4 \times L_0$, красная линия — $1,6:1,6:1,6:1,6 \times L_0$).

Симметричное увеличение длин первого и третьего участков (L_1 и L_3) ведет к уменьшению адресных частот (рис. 3г, синяя линия — $1,4:1:1,4:1 \times L_0$), одновременно с этим уменьшается амплитуда и растет спектральная ширина центрального окна прозрачности, при этом сохраняется амплитуда и уменьшается спектральная ширина боковых окон прозрачности. Асимметричное увеличение длин первого и третьего участков (L_1 и L_3) ведет к уменьшению амплитуды и спектральной ширины всех трех окон прозрачности, одновременно с этим уменьшаются и адресные частоты (рис. 3г, красная линия — $1,4:1:1,1:1 \times L_0$).

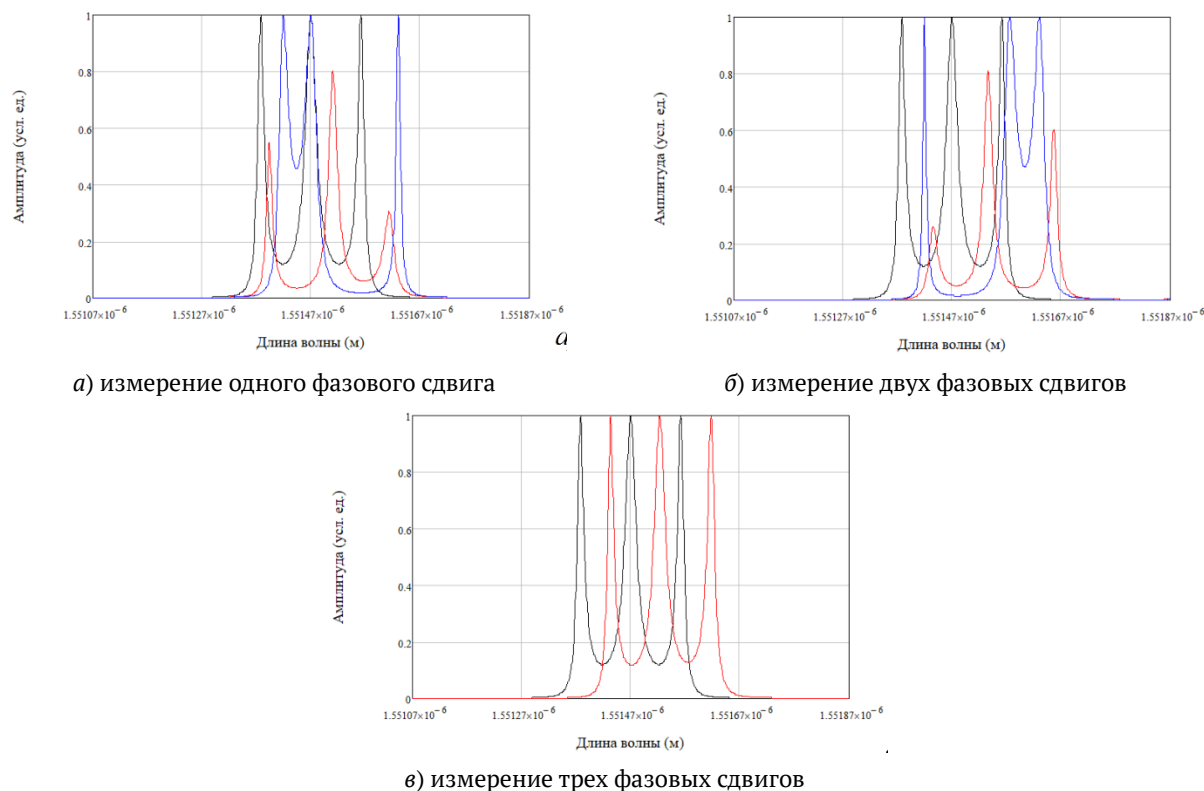


Рис. 4. Амплитудно-частотная характеристика центральной части спектрального отклика 3ϕ -ВБР структуры (Расшифровка цветового обозначения кривых дана в тексте)

4. Влияние величин дискретных фазовых сдвигов

Рассмотрим различные варианты изменения формы спектра 3ϕ -ВБР при вариации фазовых сдвигов φ_1 , φ_2 и φ_3 относительно их исходных значений $\varphi_0 = \pi/2$.

Изменение величины одного из крайних фазовых сдвигов (φ_1 или φ_3) приводит к несимметричному изменению амплитуд всех окон прозрачности и к незначительному изменению адресной частоты Ω_{21} (рис. 4а: черная линия — исходный спектр, красная линия — $\varphi_1:\varphi_2:\varphi_3 = 0,8:1:1 \times \varphi_0$ или $1:1:0,8 \times \varphi_0$). Причем, уменьшение фазового сдвига ведет к уменьшению амплитуды и увеличению адресной частоты Ω_{21} , и наоборот.

Уменьшение величины центрального фазового сдвига сохраняет амплитуды окон прозрачности, но влечет за собой значительное уменьшение адресной частоты Ω_{21} и значительное увеличение Ω_{32} (рис. 4а, синяя линия — $1:0,8:1 \times \varphi_0$). Аналогичная картина наблюдается при увеличении величины центрального фазового сдвига, который сохраняя амплитуды окон прозрачности, влечет за собой значительное увеличение адресной частоты Ω_{21} и значительное уменьшение Ω_{32} . При этом частота центрального окна прозрачности остается неизменной.

Уменьшение двух крайних фазовых сдвигов сохраняет амплитуды окон прозрачности, но вызывает значительное увеличение адресной частоты Ω_{21} и значительное уменьшение Ω_{32} (рис. 4б, синяя линия — $0,8:1:0,8 \times \varphi_0$).

Одновременное уменьшение величин двух соседних фазовых сдвигов (φ_1 и φ_2 , либо φ_2 и φ_3) ведет к несимметричному уменьшению амплитуд всех окон прозрачности с незначительным увеличением адресной частоты Ω_{32} (рис. 4б: черная линия — исходный спектр, красная линия — $0,8:0,8:1 \times \varphi_0$ или $1:0,8:0,8 \times \varphi_0$).

Одновременное равное изменение величин всех трех фазовых сдвигов ведет к равному смещению частот всех окон прозрачности, при этом их амплитуды и адресные частоты остаются неизменными (рис. 4в: черная линия — исходная спектральная характеристика, красная линия — $0,9:0,9:0,9 \times \varphi_0$). Уменьшение величин фазовых сдвигов ведет к уменьшению центральной частоты 3φ -ВБР и наоборот.

Заключение

По результатам исследования влияния геометрических и рефрактометрических параметров структуры МАВБС с тремя фазовыми сдвигами (3φ -ВБР) на ее спектральные характеристики были выявлены основные закономерности их изменения, которые необходимо учитывать при голографической записи. Наибольшее влияние на уменьшение ширины окон прозрачности оказывает увеличение наведенного показателя преломления и длины крайних однородных участков МАВБС.

Асимметричное изменение адресных частот осуществляется только посредством вариации фазовых сдвигов. Только при соблюдении симметрии 3φ -ВБР структуры относительно ее центра сохраняются амплитуды спектральных составляющих.

Анализ спектральных форм, полученных для различных отношений длин однородных участков 3φ -ВБР структуры, позволил сделать вывод о том, что уменьшение адресных частот происходит всегда за исключением симметричного или асимметричного изменения длин двух крайних участков. Только симметричное изменение длин однородных участков не приводит к уменьшению амплитуд спектральных составляющих. Изменение длин центральных участков не влияет на изменение ширины спектральных составляющих окон прозрачности. Изменение длин однородных участков во всех случаях сохраняет симметрию формы спектрального отклика 3φ -ВБР структуры.

Изменение величины фазовых сдвигов не приводит к изменению ширины окон прозрачности многоадресной структуры. Любое изменение величин любого из крайних фазовых сдвигов приводит к уменьшению амплитуд всех окон прозрачности, причем это уменьшение асимметрично. Одновременное и одинаковое изменение величин всех трех фазовых сдвигов ведет к смещению центральной частоты 3φ -ВБР в ту же сторону.

Представленные в работе качественные зависимости характеристик спектров МАВБС от параметров самой структуры могут быть использованы для создания интерференционных схем, масок и адаптивных технологических процессов записи указанных структур с требуемыми спектральными характеристиками.

Список источников

- [1] **Аглиуллин, Т. А.** Многоадресные волоконные брэгговские структуры в радиофотонных сенсорных системах / Т. А. Аглиуллин, В. И. Анфиногентов, Р. Ш. Мисбахов, О. Г. Морозов, А. Ж. Сахабутдинов // Труды учебных заведений связи. — 2020. — Том 6. — № 1. — С. 6–13.
- [2] **Sakhabutdinov, A. Zh.** [Modeling of spectrum response of addressed FBG-structures in load sensing bearings](#) / A. Zh. Sakhabutdinov, O. G. Morozov, T. A. Agliullin, R. R. Gubaidullin, V. Ivanov // 2020 Systems of Signals Generating and Processing in the Field of on Board Communications. — 2020. — P. 1–4.
- [3] **Gubaidullin, R. R.** [Application of gaussian function for modeling two-frequency radiation from addressed FBG](#) / R. R. Gubaidullin, T. A. Agliullin, I. I. Nureev, A. Z. Sahabutdinov, V. Ivanov // 2020 Systems of Signals Generating and Processing in the Field of on Board Communications. — 2020. — P. 1–4.
- [4] **Agliullin, T. A.** [Addressed fiber Bragg structures in load sensing wheel hub bearings](#) / T. Agliullin, R. Gubaidullin, A. Sakhabutdinov, O. Morozov, A. Kuznetsov, V. Ivanov // Sensors. — 2020. — Vol. 20. — № 21. — P. 6191. — 14 p.
- [5] **Morozov, O. G.** [Multi-Addressed Fiber Bragg Structures for Microwave-Photonic Sensor Systems](#) / O. Morozov, A. Sakhabutdinov, V. Anfinogentov, R. Misbakhov, A. Kuznetsov, T. Agliullin // Sensors. — 2020. — Vol. 20. — № 9. — P. 2693. — 10 p.
- [6] **Kashyap, R.** Fiber Bragg Gratings / R. Kashyap. — Academic Press, 1999. — 478 p.
- [6] **Оввян, А. П.** Расчет однородных и неоднородных брэгговских волоконных решеток / А. П. Оввян // Молодежный научно-технический вестник. — 2012. — № 6. — С. 10–24.

Голографический фотополимерный материал с большой модуляцией показателя преломления

Д. И. Деревянко¹, Е. Ф. Пен², В. В. Шелковников¹

¹ Новосибирский институт органической химии имени Н. Н. Ворожцова СО РАН, Новосибирск, Россия

² Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

Получены образцы голографического фотополимерного материала, обеспечивающего модуляцию показателя преломления $\Delta n \approx 0,04$ и дифракционную эффективность объёмных отражательных голограмм $\approx 74\%$ при толщине регистрирующего слоя 6 мкм. Установлено, что полученные голограммы имеют высокую прозрачность во всём видимом диапазоне, малую усадку и хорошую однородность пространственной структуры решетки, об этом свидетельствует чёткая картина боковых лепестков контура спектрального отклика.

Ключевые слова: фотополимеры, модуляция показателя преломления, отражательные голограммы.

Цитирование: Деревянко, Д. И. Голографический фотополимерный материал с большой модуляцией показателя преломления / Д. И. Деревянко, Е. Ф. Пен, В. В. Шелковников // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 243–247.

Введение

В настоящее время голографические фотополимерные материалы (ГФПМ) нашли практическое применение в изобразительной и защитной голографии, оптической памяти, дисплеях, сенсорах [1–3].

Существуют коммерческие варианты ГФПМ, производимые фирмами DuPont (США) [4] и Covestro AG (Германия) [5], вместе с тем продолжают исследования и разработки новых оригинальных материалов [6, 7].

Толщина регистрирующего слоя и амплитуда модуляции показателя преломления ГФПМ являются параметрами, которые варьируются в зависимости от конкретных приложений. Например, в 3D голографической памяти необходимы материалы с толщиной до 1 мм и более с большим динамическим диапазоном фотоиндуцированного изменения показателя преломления [8]. В голографических дисплеях, устройствах дополненной реальности, коллиматорных прицелах [9], концентраторах и трекерах солнечного излучения [10] востребованы ГФПМ с толщиной ≈ 10 мкм и амплитудой модуляции показателя преломления $\approx 0,03$ для достижения широких контуров угловой и спектральной селективности одновременно с высокой дифракционной эффективностью (ДЭ) голограмм. Важное значение имеют отсутствие рассеяния и поглощения света из-за неоднородностей ГФПМ и остаточных следов красителей, малая степень усадки толщины голограммы в результате процессов записи и постобработки [11].

Цель данной работы — создание тонкослойных голографических фотополимерных слоев толщиной менее 10 мкм с большой модуляцией показателя преломления и исследование характеристик записи в них объёмных отражательных голограмм.

1. Метод приготовления образцов голографического фотополимерного материала

В работе использован базовый состав фотополимерной композиции (ФПК), разработанный ранее в НИОХ СО РАН [12]. Дополнительно проведена оптимизация компонент, чтобы обеспечить необходимые значения оптической плотности и модуляции показателя преломления при малой толщине.

ФПК наносили на предметное стекло, расположенное на отъюстированной горизонтальной поверхности. Количество нанесённой композиции определяло конечную толщину фотополимерного слоя, которая составляла 5–10 мкм. После улетучивания растворителя на фотополимерный слой накатывали защитную полиэтилентерефталатную плёнку, которая предотвращает доступ кислорода к фоточувствительному слою, а также служит для защиты ГФПМ от механических повреждений и воздействий окружающей среды. Измерения толщин образцов проводились с помощью модернизированного интерференционного микроскопа МИИ-4.

2. Запись и характеристика объёмных отражательных голограмм

Отражательные голограммы записывали на установке и в условиях, представленных на рис. 1. Пространственная частота объёмной отражательной голографической решётки составляла ≈ 4400 л/мм. Контроль динамики роста ДЭ голограмм осуществляли путем измерения спектра пропускания непосредственно в процессе записи с помощью цифрового спектрофотометра [13].

Интенсивность излучения и энергию экспозиции регулировали с помощью нейтрального светофильтра и автоматизированного фотозатвора. Оптимальные значения для достижения максимума результирующей ДЭ составляли соответственно $0,5$ мВт/см² и 20 мДж/см². После записи голограмм для закрепления изображения осуществлялась их пост-обработка путём дополнительного общего экспонирования фотослоя.

Экспериментальные значения ДЭ отражательных голограмм оценивали с помощью следующей формулы.

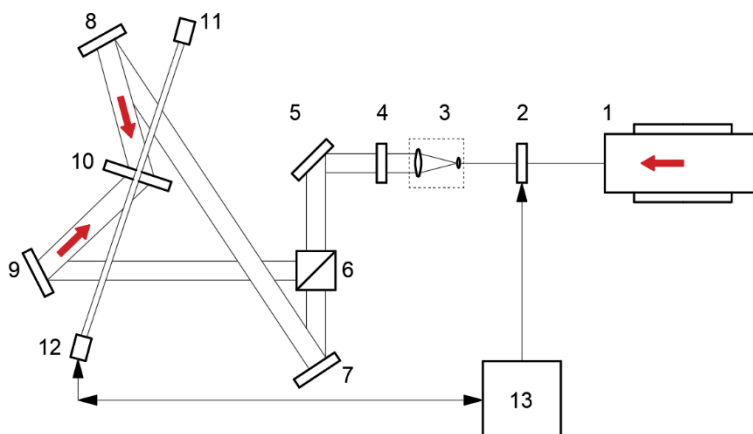
$$\eta_r = \left(1 - \frac{T_r}{T_0}\right) \cdot 100\%, \quad (1)$$

где T_r — пропускание голограммы на длине волны максимума спектрального отклика,

T_0 — остаточное пропускание образца ГФПМ вне участка голограммы.

3. Анализ экспериментальных данных

На рис. 2 показаны экспериментальные (1) и расчетные (2) кривые контуров спектрального отклика (рефлекса) образцов отражательных голограмм с толщинами ≈ 6 мкм, изготовленных в соответствии с описанной процедурой записи и постобработки.



1 — лазер с длиной волны излучения 639 нм; 2 — автоматизированный фотозатвор; 3 — коллиматор; 4 — диафрагма; 5, 7–9 — плоские зеркала; 6 — светоделительный кубик; 10 — образец ГФПМ; 11 — галогенная лампа для формирования зондирующего пучка белого света; 12 — цифровой спектрофотометр; 13 — управляющий компьютер

Рис. 1. Функциональная схема установки записи объёмных отражательных голограмм. Угол схождения контр-направленных пучков составлял 110° (в воздухе), соотношение интенсивностей в плоскости записи $\approx 1:1$

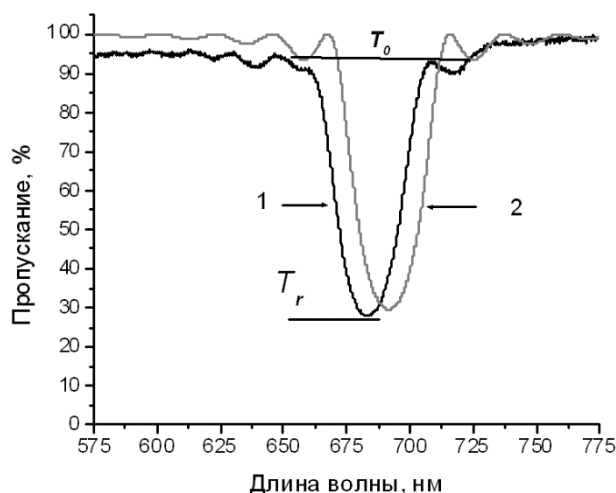


Рис. 2. Экспериментальные (1) и расчетные (2) спектры пропускания отражательных голограмм с толщинами слоев 6 мкм

Расчетные кривые построены с использованием известных формул Когельника [14], описывающих дифракционную эффективность и спектральную селективность объёмных отражательных голограмм.

Для полученных значений $T_r \approx 25\%$, $T_0 \approx 95\%$, ДЭ составляет 74%. Согласно расчётам такое значение дифракционной эффективности при указанной толщине слоя достигается при $\Delta n \approx 0,04$. Ширина контура рефлекса на его полувысоте составляет ≈ 30 нм, отчетливо видны боковые лепестки, их наличие свидетельствует об однородности пространственной структуры решётки по глубине голограммы.

Отметим, несовпадение длин волн максимумов экспериментального $\lambda_{\text{экс}} = 683$ нм и теоретического $\lambda_{\text{теор}} = 690$ нм [15]. Отклонение максимума спектрального отклика можно объяснить эффективной усадкой ГФПМ, которая учитывает изменение оптического пути, вызванного увеличением показателя преломления и уменьшением толщины фотополимерного слоя в результате радикальной фотоиндуцированной полимеризации [15]. Эффективная усадка S_{eff} рассчитывается, как отношение экспериментального и теоретического значений длин волн спектрального отклика. В рассматриваемых нами экспериментах

$$S_{\text{eff}} = \left(1 - \frac{\lambda_{\text{экс}}}{\lambda_{\text{теор}}}\right) \cdot 100\% = \left(1 - \frac{683}{690}\right) \cdot 100\% = 1\%.$$

Заключение

Определены характеристики записи объёмных отражательных голограмм в ГФПМ с высокой модуляцией показателя преломления $\Delta n \approx 0,04$, которая обеспечивает ДЭ $\approx 74\%$ при толщине регистрирующего слоя ≈ 6 мкм. Полученные голограммы имеют высокую прозрачность (90–95%) во всём видимом диапазоне, малую усадку ($S_{\text{eff}} \approx 1\%$) и хорошую однородность пространственной структуры решетки.

Благодарность

Работа выполнена в рамках проекта АААА-А21-121011490013-7 Минобрнауки России и НИР по гос. заданию № 121022000126-9.

Список источников

- [1] **Vorzobova, N.** [Application of Photopolymer Materials in Holographic Technologies](#) / N. Vorzobova, P. Sokolov // *Polymers*. — 2019. — Vol. 11. — P. 2020. — 14 p.
- [2] **Bruder, F.-K.** [Precision Holographic Optical Elements in Bayfol HX Photopolymer](#) / F.-K. Bruder, H. Bang, T. Fäcke, R. Hagen, D. Hönel, E. Orselli, C. Rewitz, T. Rölle, D. Vukicevic, G. Walze // *Practical Holography XXX : Materials and Applications : Proceedings of SPIE*. — 2016. — Vol. 9771. — P. 977103. — 21 p.
- [3] **Akbari, H.** [Using acrylamide-based photopolymers for fabrication of holographic optical elements in solar energy applications](#) / H. Akbari, I. Naydenova, S. Martin // *Appl. Opt.* — 2014. — Vol. 53. — № 7. — P. 1343–1353.
- [4] **Gambogi, W. J.** [Advances and Applications of DuPont Holographic Photopolymers](#) / W. J. Gambogi, Weber and A. M., T. J. Trout // *Holographic Imaging and Materials : Proceedings of SPIE*. — 1993. — Vol. 2043. — P. 2–13.
- [5] **Bruder, F.-K.** [The Chemistry and Physics of Bayfol HX Film Holographic Photopolymer](#) / F.-K. Bruder, T. Fäcke, T. Rölle // *Polymers*. — 2017. — Vol. 9. — № 10. — P. 472–494.
- [6] **Alim, M. D.** [High Dynamic Range \(\$\Delta n\$ \) Two-Stage Photopolymers via Enhanced Solubility of a High Refractive Index Acrylate Writing Monomer](#) / M. D. Alim, D. J. Glugla, S. Mavila, C. Wang, P. D. Nystrom, A. C. Sullivan, R. R. McLeod, C. N. Bowman // *ACS Applied Materials & Interfaces*. — 2017. — Vol. 10. — № 1. — P. 1217–1224.
- [7] **Hu, Y.** [Holographic Photopolymer Material with High Dynamic Range \(\$\Delta n\$ \) via Thiol–Ene Click Chemistry](#) / Y. Hu, B. A. Kowalski, S. Mavila, M. Podgórski, J. Sinha, A. C. Sullivan, R. R. McLeod, C. N. Bowman // *ACS Applied Materials & Interfaces*. — 2020. — Vol. 12. — № 39. — P. 44103.

- [8] **Dhar, L.** [Holographic storage of multiple high-capacity digital data pages in thick photopolymer systems](#) / L. Dhar, K. Curtis, M. Tackitt, M. Schilling, S. Campbell, W. Wilson, A. Hill, C. Boyd, N. Levinos, A. Harris // Optics Letters. — 1998. — Vol. 23. — № 21. — P. 1710–1712.
- [9] **Patent №5483362 US.** Compact holographic sight / A. M. Tai, J. Upatnieks, E. J. Siczka. — Publ. 09.01.1996.
- [10] **Marin-Saez, J.** [Characterization of volume holographic optical elements recorded in Bayfol HX photopolymer for solar photovoltaic applications](#) / J. Marin-Saez, J. Atencia, D. Chemisana, M.-V. Collados // Optics Express. — 2016. — Vol. 24. — № 6. — P. A720–A730.
- [11] **Castro, J. M.** [Energy collection efficiency of holographic planar solar concentrators](#) / J. M. Castro, D. Zhang, B. Myer, R. K. Kostuk // Applied Optics. — 2010. — Vol. 49. — № 5. — P. 858–870.
- [12] **Патент №2552351 РФ.** Фотополимерные композиции для записи отражательных голограмм в широком спектральном диапазоне / В. В. Шелковников, Е. Ф. Пен, Е. В. Васильев и др. — Оpubл. 10.06.2015.
- [13] **Бабин, С. А.** Методы и устройства тестирования голографических фотополимерных материалов / С. А. Бабин, Е. В. Васильев, В. И. Ковалевский, Е. Ф. Пен, А. И. Плеханов, В. В. Шелковников // Автометрия. — 2003. — № 2. — С. 57–70.
- [14] **Kogelnik, H.** Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings / H. Kogelnik // The Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.
- [15] **Stevenson S. H.** [Method for characterization of film thickness and refractive index in volume holographic materials](#) / S. H. Stevenson, K. W. Steijn // Photonics West '95 : Holographic Materials : Proceedings of SPIE. — 1995. — Vol. 2405. — P. 88.

Нелокальность фотоотклика при записи голограмм на толстослойных регистрирующих средах

О. В. Андреева, Н. В. Андреева, Е. П. Быков

Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена нелокальность фотоотклика регистрирующих сред со скрытым изображением различной физической природы, используемых для записи трехмерных голограмм. Проанализированы результаты, полученные при исследовании сред толщиной порядка миллиметра — полимерных на основе ФХ/ПММА и нанопористых с галогенидами серебра.

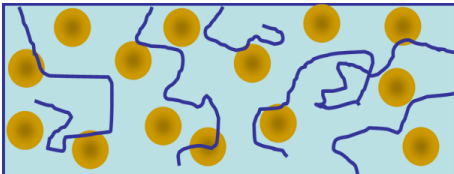
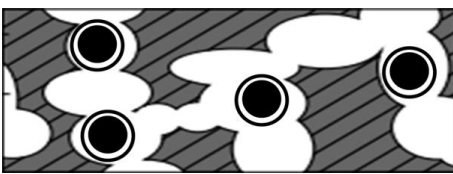
Ключевые слова: трехмерные голограммы, толстослойные регистрирующие среды, фотоотклик, нанопористые серебросодержащие среды, нелокальность, разрешение.

Цитирование: Андреева, О. В. Нелокальность фотоотклика при записи голограмм на толстослойных регистрирующих средах / О. В. Андреева, Н. В. Андреева, Е. П. Быков // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 248–250.

Фотоотклик среды — результат воздействия на среду излучения видимого диапазона — объединяет комплекс параметров, характеризующих свойства регистрирующей среды. Понятие нелокальности отклика среды при регистрации голограмм впервые было введено в динамической голографии ещё в 70-х годах XX-го века и детально рассмотрено в работе [1]. Нелокальность наблюдалась при записи голограмм на электрооптических кристаллах (толстослойные регистрирующие среды) и связана со сдвигом зарегистрированной голограммы-решетки под воздействием внешнего электрического управляющего поля относительно регистрируемого интерференционного поля. При этом отсутствие сдвига зарегистрированной голограммы-решетки относительно регистрируемого интерференционного поля характеризует регистрирующую среду как среду с локальным откликом.

Для статических голограмм понятие нелокальности применяется к любому светочувствительному элементу среды, который изменяет свое положение относительно геометрии образца в процессе воздействия излучения и постэкспозиционной обработки. Вопросы нелокальности отклика среды на световое воздействие рассматривались в ряде работ, обсуждаемых в обзоре [2], которые посвящены изучению записи голограмм-решеток на полимерных светочувствительных средах состава: твердый раствор красителя фенантренхинона (ФХ) в полимерной матрице полиметилметакрилата (ПММА). В этом случае смещение отдельных элементов среды, обеспечивающих формирование голограммы (светочувствительной молекулы ФХ и его фотопродукта), обусловлены движением элементов каркаса (молекул, макромолекул ПММА) и диффузией самих элементов (молекул ФХ и его фотопродукта) при стабильных внешних условиях. В этом случае амплитуда смещения и его направление являются случайными величинами и ведут не к сдвигу интерференционных полос (как в динамической голограмме), а к их размытию и снижению контраста зарегистрированной интерференцион-

Табл. 1. Сравнение параметров толстослойных (толщиной ≈ 2 мм) регистрирующих сред для записи голограмм

Среда	ФХ/ПММА Фенантренхинон в ПММА	AgHal/НПСМ Галогенидосеребряная нанопористая среда
Каркас	Полимер, ПММА	Нанопористая силикатная матрица (размер пор ≤ 20 нм)
Светочувствительный элемент	Молекула ФХ (< 1 нм)	Частица AgHal (< 20 нм)
Схема среды		
Нелокальность диффузионная	30–70 нм	< 20 нм
Нелокальность тепловая	В зависимости от условий эксперимента — до единиц мкм [5]	В зависимости от условий эксперимента: \approx на 2–3 порядка меньше, чем в ФХ/ПММА

ной картины. Такой вид нелокальности принято называть «диффузионной» нелокальностью [2]. Величина такой нелокальности, согласно опубликованным экспериментальным данным [2], составляет десятки нм, что почти на два порядка превышает размер молекулы ФХ. Учитывая данный факт, следует иметь в виду, что разрешающую способность среды следует оценивать не по физическому размеру светочувствительного элемента (молекулы ФХ), а по величине его нелокальности при получении голограмм на данной пространственной частоте.

Как показали проведенные эксперименты [3] следует учитывать и то, что при экспонировании среды ФХ/ПММА происходит нагрев образца, приводящий к случайному смещению элементов среды друг относительно друга, что определяется как «тепловая» нелокальность [3, 4]. Величина тепловой нелокальности зависит от условий проведения эксперимента и может значительно превышать величину диффузионной нелокальности (табл. 1).

Таким образом, в настоящее время при получении статических голограмм рассматривают два типа нелокальности фотоотклика регистрирующих сред: диффузионная нелокальность и тепловая нелокальность, которые определяют разрешающую способность образцов светочувствительной среды.

Этот подход может быть использован для оценки разрешения сред с различной физической природой светочувствительности. Интерес в этом отношении представляют галогенидосеребряные нанопористые регистрирующие среды со скрытым изображением [5]. Свойства такой среды определяет светочувствительная композиция на основе галогенидов серебра с желатином, сформированная в свободном объеме пор, как показано на схеме в табл. 1.

В традиционных галогенидосеребряных материалах на подложке с желатиновой матрицей разрешение определяют, ориентируясь на размер частиц галогенидов серебра и способ

постэкспозиционной обработки. Однако, для получения голограмм толщина таких материалов ограничена величиной ≈ 10 мкм (такие среды называют тонкослойными). Это связано с тем, что экспонированные частицы за время постэкспозиционной водной химико-фотографической обработки претерпевают значительное смещение, что приводит к ухудшению качества получаемых голограмм.

При проявлении (и других процессах обработки водными растворами) подвижность светочувствительных частиц — элементов галогенидосеребряных нанопористых регистрирующих сред ограничена размерами пор силикатного каркаса. То есть размер пор определяет диффузионную нелокальность такой среды. Следует отметить, что в такой среде тепловой нелокальностью можно пренебречь практически при любой мощности воздействующего излучения ввиду высокой прозрачности каркаса и чрезвычайно низкого поглощения светочувствительной композиции. Таким образом разрешающая способность образцов такой среды определяется не размером отдельных частиц галогенидов серебра, а размером пор силикатного каркаса.

В заключение отметим, что в практических ситуациях, связанных с получением голограмм на толстослойных регистрирующих средах, разрешающая способность материала обусловлена, как правило, не столько физическим размером светочувствительного элемента, сколько нелокальностью отклика на световое воздействие, величина которого зависит как от структуры среды, так и от условий получения голограмм. Очень важно, что эти условия можно оптимизировать и стремиться к достижению теоретического предела.

Список источников

- [1] **Винецкий, В. Л.** Динамическая самодифракция когерентных световых пучков / В. Л. Винецкий, Н. П. Кухтарев, С. Г. Одулов, М. С. Соскин // УФН. — 1979. — Том 129. — № 1. — С. 113–137.
- [2] **Вениаминов, А. В.** Голографические полимерные материалы с диффузионным проявлением: принципы, компоновка, исследования и применения / А. В. Вениаминов, В. В. Могильный // Оптика и спектроскопия. — 2013. — Том 115. — № 6. — С. 143–167.
- [3] **Manukhin, B. G.** [Reversible and irreversible alterations of the optical thickness of PQ/PMMA volume recording media samples. Part I: Experiment](#) / B. G. Manukhin, S. A. Chivilikhin, I. J. Schelkanova, N. V. Andreeva, D. A. Materikina, O. V. Andreeva // Applied Optics. — 2017. — Vol. 56. — № 26. — P. 7351–7357.
- [4] **Андреева, О. В.** Физические основы и специфические особенности процессов записи и считывания объемных голограмм при использовании полимерного материала «Диффен» / О. В. Андреева, Н. В. Андреева, Е. П. Быков. — СПб. : Университет ИТМО, 2021. — 55 с.
- [5] **Андреева, О. В.** Нанопористые силикатные матрицы для голографии и биомедицины / О. В. Андреева, Е. П. Быков, А. О. Исмагилов, А. Н. Pandya, И. Ю. Щелканова, Н. В. Андреева // Оптика и спектроскопия. — 2021. — Том 129. — № 4. — С. 418.

Влияние металлических масок на согласование нижнего электрода с высокочастотным генератором смещения при реактивно-ионном травлении массивных подложек

С. Д. Полетаев¹, А. И. Любимов²

¹ Институт систем обработки изображений РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН, Самара, Россия

² АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

Теоретически и экспериментально исследовано влияние металлических масок на согласование нижнего электрода с высокочастотным генератором смещения при селективном реактивно-ионном травлении через маску массивных подложек во фреоне-14. Показано, что маски с покрытием подложек выше 30%, приводят к росту реактивной составляющей мощности на расстояниях от центра, близких к радиусу подложки. Установлено отсутствие зависимости удельной реактивной мощности от толщины и типа металла масок. Экспериментально показано, что маски с любым практически значимым коэффициентом покрытия подложки, соединённые с нижним электродом через подложкодержатель, улучшают согласование, снижая коэффициент отражения по мощности.

Ключевые слова: оптика, голография, дифракционные оптические элементы, реактивно-ионное травление, импеданс.

Цитирование: Полетаев, С. Д. Влияние металлических масок на согласование нижнего электрода с высокочастотным генератором смещения при реактивно-ионном травлении массивных подложек / С. Д. Полетаев, А. И. Любимов // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 251–256.

Введение

В настоящее время получили развитие технологии формирования дифракционных оптических элементов (ДОЭ) с применением метода реактивно-ионного травления (РИТ) путем переноса в подложку периодической рельефной структуры, создаваемой в слоях различных фоторезистов [1, 2]. Обычно для этого используются дополнительные металлические маски [3, 4], так как прямой процесс переноса рельефной структуры из-за высокой скорости травления слоя фоторезиста по отношению к скорости травления материала, в котором требуется изготовить микрорельеф, может быть не осуществим.

В ряде случаев необходимо обеспечить высокие оптические характеристики ДОЭ, например, постоянство волнового фронта, и, тогда для их изготовления должны использоваться относительно массивные подложки [5]. Однако при увеличении габаритных размеров подложки, в том числе ее толщины, возникает проблема согласования генератора высокой частоты (ГВЧ) с нижним электродом установки РИТ [6], что выражается в резком увеличении коэффициента отражения по мощности (превышающего предельное паспортное значение) для ГВЧ, соединённого с нижним электродом. Это приводит к резкому снижению скорости

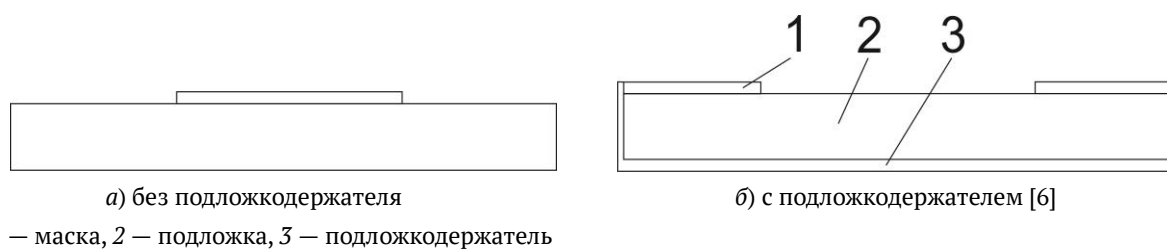


Рис. 1. Варианты моделируемых подложек с металлической маской;

травления и невозможности дальнейшего проведения процесса. С целью поиска способов устранения этой проблемы в [6] был успешно исследован и испытан подложкодержатель специальной конструкции. Тем не менее, в работе не было рассмотрено влияние металлических масок на согласование нижнего электрода с ГВЧ.

В настоящей работе исследуется влияние металлических масок на поверхности крупногабаритных подложек круглой формы на согласование нижнего электрода с ГВЧ в установках РИТ с привлечением численного эксперимента в программной среде Comsol multiphysics.

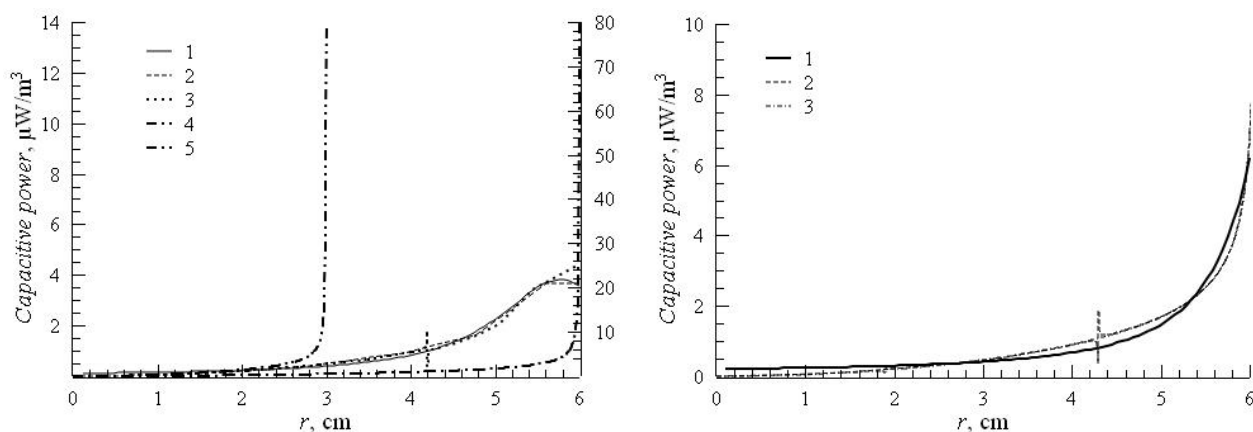
1. Постановка задачи для моделирования

В [6] подробно рассматриваются все параметры, необходимые для проведения численного эксперимента. Поэтому ниже будут представлены лишь их основные особенности.

Для моделирования была выбрана программная среда COMSOL Multiphysics v. 5.2 с подключением в проект модулей Inductive coupled plasma и AC/DC Electric current, позволяющими симулировать ВЧ индукционный разряд в камере установки с ВЧ смещением, подаваемым на нижний электрод.

Моделирование проводилось в режиме 2D symmetry, поскольку конструкция вакуумной камеры симметрична. Размеры основных конструктивных элементов: диаметр камеры 30 см, диаметр нижнего электрода 20 см, индуктор с изолятором 14×5 см. На рис. 1 приведен вид моделируемых подложек с различным геометрическим рисунком масок, выполненных из алюминия. Подложка размещается на нижнем электроде и имеет размеры 12×1,5 см. Расчёт проводился программным модулем Frequency-Transient в интервале 10^{-8} – 10^{-3} с для 21 значений времени, распределенных равномерно. Временной интервал определялся, исходя из установления стационарного режима плазмы.

В результате моделирования были получены распределения удельной реактивной (на ёмкостной нагрузке) мощности, характеризующие коэффициент отражения по мощности для нижнего электрода.



а) подложка расположена на нижнем электроде б) подложка расположена в подложкодержателе [6]
 1 – Относительная площадь маски 0%, 2 – 30%, 3 – 70%, 4 – 100%,
 5 – 100% для подложки размером $6 \times 1,5$ см;

Рис. 2. Расчётное распределение удельной реактивной (на ёмкостной нагрузке) мощности для подложки размером $12 \times 1,5$ см по поверхности вдоль радиуса, $t = 1$ мс

2. Результаты моделирования

На рис. 2а показано расчётное распределение удельной реактивной мощности вдоль поверхности для подложек с масками, соответствующими рис. 1а. Графику 4 соответствует правая шкала. Из рисунка видно, что для подложек с покрытием маской до 30% поверхности графики выглядят одинаково. Лишь график 3 (коэффициент заполнения подложки маской 70%) при $r > 5,5$ см показывает некоторый рост мощности, достигающий приблизительно 15% на краю подложки по сравнению с графиками 1 и 2. Также графики 2 и 3 показывают небольшой симметричный скачок реактивной мощности на краю маски, амплитуда которого зависит от координаты края. Для подложки со 100% заполнением маски до $r = 5,8$ см график идёт идентично остальным, однако, на самом краю подложки наблюдается многократный рост реактивной мощности. Для ответа на вопрос, обусловлено ли это коронным эффектом на металлическом крае, было проведено моделирование для подложки размером $6 \times 1,5$ см (график 5). Величина коронного эффекта при уменьшении радиуса подложки не должна существенно зависеть от размера подложки. Видно, что на самом краю удельная реактивная мощность для графика 5 достигает 14 мкВт/м^3 , что почти в 6 раз меньше, чем для графика 4. Это означает, что подложка размером $6 \times 1,5$ см должна вносить значительно меньшую реактивную составляющую и оказывать меньшее влияние на коэффициент отражения по мощности, а величина коронного эффекта не должна быть существенной. Вероятная причина столь сильного влияния металлической маски на удельную реактивную мощность на краю подложки заключается в характере воздействия ВЧ потенциала нижнего электрода на поведение химически активных частиц плазмы. В этом случае маску можно рассматривать, как сверхкороткий проводник большого сечения. Сечением такого проводника является её поверхность. Из электротехники известно, что ВЧ ток протекает в поверхностном слое проводника (скин-слой). Плотность тока в скин-слое будет максимальной. В результате на краю подложки наблюдается повышенная

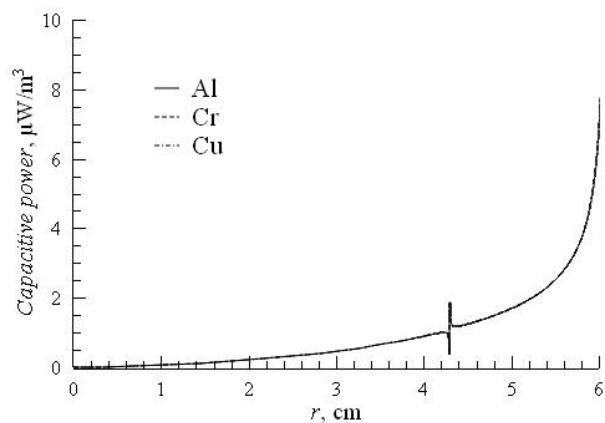


Рис. 3. Влияние типа металла масок на удельную реактивную мощность ($t = 1$ мс)

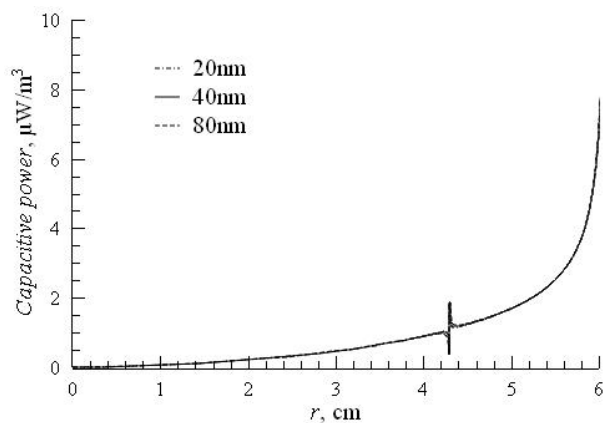


Рис. 4. Влияние толщины алюминиевой маски на удельную реактивную мощность ($t = 1$ мс)

концентрация заряженных частиц без значительного увеличения степени ионизации плазмы, как это имеет место быть при коронном эффекте. При этом важно отметить, что в случае применения подложкодержателя [6] характер протекания ВЧ тока будет другим. Здесь сечение проводника будет располагаться по толщине плёнки.

Этой же причиной может быть объяснён разрыв кривых, наблюдаемый на границе подложки и маски. Провал графика правее границы может свидетельствовать о перераспределении заряженных частиц плазмы в ограниченном пространстве таким образом, что на краю маски будет наблюдаться их повышенная концентрация. Поскольку ёмкость монотонно убывает от края к центру подложки, о чём свидетельствуют графики, то величина всплеска также будет убывать при перемещении границы маска-подложка в этом направлении.

На рис. 2б показана расчётная зависимость удельной реактивной мощности от коэффициента заполнения подложки маской для случая с подложкодержателем [6]. Моделирование проводилось для варианта расположения маски, соответствующего рис. 1б. Из рисунка видно, что графики, соответствующие 30% и 70% заполнению, идут идентично. График 1, соответствующий случаю без маски в интервале r от 3 до 5,4 см идёт немного ниже графиков 2 и 3, а при $r > 5,4$ см немного выше (в пределах 5%). На самом краю удельная реактивная мощность для подложек с масками приблизительно на 20% больше, чем для подложек без маски. Для данного случая неоднозначное поведение графика 1 не позволяет произвести оценку влияния маски на коэффициент отражения по мощности.

Вместе с тем графики 2 и 3 показывают на порядок меньшие значения удельной реактивной мощности на краю подложки по сравнению со случаем без специального подложкодержателя (график 4, рис. 2а), что должно приводить к меньшим значениям коэффициента отражения по мощности.

На рис. 3 и 4 показано влияние типа металла масок и толщины алюминиевой маски на удельную реактивную мощность. Видно, что все графики на обоих рисунках идут идентично. Это означает отсутствие влияния данных параметров на коэффициент отражения по мощно-

Табл. 1. Коэффициенты отражения по мощности, полученные на нижнем электроде для установки РИТ Caroline PE15 с различными газами для подложкодержателя с алюминиевой маской и без маски. Мощность индуктора 400 Вт, расход аргона в смеси с фреонами 0,6 л/ч, расход фреонов 1,0 л/ч, толщина маски 40 нм

Среда		CHF ₃ /Ar	CF ₄ /Ar	SF ₆ /Ar	Ar
Коэффициент отражения по мощности	Подложка без маски	32%	25%	18%	19%
	Подложка с маской	26%	21%	16%	16%

сти. Такой результат можно объяснить высокой электропроводностью металлов, что эффективно устраняет накопление заряженных частиц на поверхности подложки. При этом отличия электропроводности для различных металлов несущественно влияют на данный процесс.

3. Эксперимент

В табл. 1 представлены результаты эксперимента, показывающие влияние алюминиевой маски с 70% покрытием массивной подложки на согласование ГВЧ с нижним электродом в установке РИТ Caroline PE15 [7] в различных плазмообразующих средах. Согласование оценивалось по коэффициенту отражения падающей на электрод ВЧ мощности от ГВЧ. Подложка размером 12×1,5 см устанавливалась в подложкодержатель и помещалась на нижний электрод, имеющий круглую форму диаметром 20 см. Расход аргона и фреонов задавался в соответствии с результатами, полученными в [6]. Ободок подложкодержателя устанавливался таким образом, чтобы его выступ находился на поверхности подложки, подвергаемой воздействию плазмы. Это обеспечивает электрический контакт маски с держателем. Для повышения надёжности и равномерности контакта между выступом ободка и маской дополнительно прокладывалась фольга. Из таблицы видно, что обеспечение электрического контакта маски с нижним электродом приводит к заметному улучшению согласования. В этом случае снижение коэффициента отражения по мощности составляет в большинстве случаев до 15%, а для CHF₃ — около 20%. Такой результат показывает возможность дополнительного согласования нижнего электрода с ГВЧ в установках РИТ в процессе формирования оптического микрорельефа через металлические маски.

Заключение

В работе представлены теоретические и экспериментальные результаты по влиянию металлических масок на РИТ массивных подложек в плазмообразующих газовых смесях на основе различных фреонов.

С учётом [6] можно заключить, что снижение коэффициента отражения по мощности и соответствующее улучшение согласования нижнего электрода с ГВЧ в процессе РИТ массивных подложек возможно путём применения подложкодержателя специальной конструкции, как без добавки, так и с добавкой аргона, в зависимости от типа плазмообразующего фреона. При этом металлические маски дополнительно снижают коэффициент отражения по мощности на 10–20%.

Применение описанных конструкций и методик РИТ позволяет изготавливать дифракционные элементы на массивных подложках, применимых для работы в составе схем с лазерами высокой мощности видимого и УФ диапазонов.

Благодарность

Работа выполнена в рамках госзадания «Кристаллография и фотоника» РАН (соглашение №007-ГЗ/43363/26) и договора о НИР №08/2017 (заказчик НПО «Государственный институт прикладной оптики»).

Список источников

- [1] **Волков, А. В.** Разработка технологии получения дифракционного оптического элемента с субмикронными размерами рельефа в кремниевой пластине / А. В. Волков, Н. Л. Казанский, О. Е. Рыбаков // Компьютерная оптика. — 1998. — № 18. — С. 130–133.
- [2] **Rangelow, I. W.** [Reactive ion etching for high aspect ratio silicon micromachining](#) / I. W. Rangelow // Surface and Coatings Technology. — 1997. — Vol. 97. — № 1–3. — P. 140–150.
- [3] **Milenin, A. P.** [The soi planar photonic crystal fabrication: patterning of CR using Cl₂/O₂ plasma etching](#) / A. P. Milenin, C. Jamois, R. B. Wehrspohn, M. Reiche // Microelectronic Engineering. — 2005. — Vol. 77. — № 2. — P. 139–143.
- [4] **Veiko, V. P.** [Laser-induced local oxidation of thin metal films: physical fundamentals and applications](#) / V. P. Veiko, A. G. Poleshchuk // Springer Series In Materials Science. — 2014. — Vol. 195. — P. 149–171.
- [5] **Kazanskiy, N. L.** [Fabricating and testing diffractive optical elements focusing into a ring and into a twin-spot](#) / N. L. Kazanskiy, G. V. Uspleniev, A. V. Volkov // Proceedings of SPIE. — 2000. — Vol. 4316. — P. 193–199.
- [6] **Полетаев, С. Д.** [Особенности согласования нижнего электрода с высокочастотным генератором смещения при реактивно-ионном травлении массивных подложек](#) / С. Д. Полетаев, А. И. Любимов // Журнал технической физики. — 2021. — Том 91. — № 4. — С. 657–663.
- [7] **Берлин, Е.** Вакуумная технология и оборудование для нанесения и травления тонких пленок / Е. Берлин, С. Двинин, Л. Сейдман. — М. : Техносфера, 2007. — 172 с.

Фотохромные жидкокристаллические блок-сополимеры как материалы для голографической записи дифракционных оптических элементов с рабочим диапазоном во всей области видимого спектра

М. А. Бугаков¹, Н. И. Бойко¹, В. П. Шибаетов¹, В. Audia², G. Cipparrone^{2,3}

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, химический факультет, Москва, Россия

² Physics Department, University of Calabria, Rende, Cosenza, Italy

³ IPCF-CNR LiCryL, University of Calabria, Rende, Cosenza, Italy

В работе показана возможность создания различных дифракционных оптических элементов, используя метод голографической записи в пленках фотохромных жидкокристаллических (ЖК) блок-сополимеров, содержащих водородно-связанные азобензольные группы. Для достижения рабочего спектрального диапазона, охватывающего всю область видимого спектра, разработан подход к удалению азобензольных групп из пленок блок-сополимеров после голографической записи, обеспечивающий сохранение записанного оптического элемента. Установлено, что микросегрегированная структура, характерная для блок-сополимеров, имеет ключевое значение для реализации разработанного подхода. Изучена взаимосвязь между химическим строением, морфологией фотохромных ЖК блок-сополимеров, процессами голографической записи и ее сохранения при удалении азобензольных групп из пленок ЖК блок-сополимеров.

Ключевые слова: фотохромные блок-сополимеры, поляризационные дифракционные решетки, азобензолсодержащие полимеры, запись голографических дифракционных решеток.

Цитирование: Бугаков, М. А. Фотохромные жидкокристаллические блок-сополимеры как материалы для голографической записи дифракционных оптических элементов с рабочим диапазоном во всей области видимого спектра / М. А. Бугаков, Н. И. Бойко, В. П. Шибаетов, В. Audia, G. Cipparrone // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 257–261.

Введение

Жидкокристаллические (ЖК) полимеры представляют значительный интерес для создания различных оптических элементов [1–4] вследствие присущей им анизотропии физических свойств, чувствительности к внешним полям, а также способности образовывать пленки. Введение в ЖК полимеры фотохромных групп, в частности азобензольных, позволяет управлять оптическими свойствами пленок таких полимеров, например, их двулучепреломлением, с помощью света определенной длины волны и поляризации [5, 6]. Это позволяет рассматривать азобензолсодержащие ЖК полимеры как эффективную среду для голографической записи и получения разнообразных дифракционных решеток, в том числе и поляризационных [7–11]. Однако, из-за чувствительности азобензольных групп к излучению синей и зеленой части видимого спектра, рабочий диапазон полученных оптических элементов, как правило, ограничивается красной и ближней ИК областью спектрального диапазона.

Одним из способов расширения рабочего диапазона оптических элементов на основе азобензолсодержащих ЖК полимеров является удаления фотохромных групп из образца пленки полимера после оптической записи. Реализация такого подхода была продемонстрирована нами на примере фотохромных симметричных ЖК триблок-сополимеров гребнеобразного строения [12]. Исследованные ЖК триблок-сополимеры содержали в периферийных субблоках водородно-связанные азобензольные группы, а центральные субблоки включали ковалентно-присоединенные нефотохромные фенилбензоатные фрагменты. В пленках таких блок-сополимеров записывали изображение, путем их облучения линейно-поляризованным светом через маску. Изображение маски, записанное в полученных образцах за счет фотоиндуцированного двулучепреломления, сохранялось после удаления азобензольных групп, которые экстрагировали путем выдерживания пленки полимера в специально подобранной органическом растворителе.

Исходя из вышесказанного, целью данной работы стала реализация голографической записи поляризационных дифракционных решеток в аморфизованных пленках азобензолсодержащих полимеров, с последующим удалением азобензольных фрагментов из полимерной пленки. Это позволило получить поляризационные дифракционные решетки, не поглощающие во всем диапазоне видимого света. В качестве азобензолсодержащих полимеров нами были использованы ЖК триблок-сополимеры симметричного строения с центральным нефотохромным нематогенным субблоком и периферийными фотохромными аморфными субблоками (рис. 1). Всего было изучено пять ЖК триблок-сополимеров, отличающихся степенью полимеризации составляющих их субблоков и содержанием фотохромных групп. Также были исследованы модельные полимеры: фотохромный полимер, моделирующий поведение фотохромного субблока триблок-сополимеров и статистический сополимер (рис. 1). Для исследования возможности голографической записи использовали аморфизованные пленки сополимеров, полученные методом spin-coating. Для записи решеток пленки полимеров облучали интерференционной картиной от двух лучей аргонового лазера ($\lambda = 457$ нм, $P = 50$ мВт) поляризованных циркулярно и имеющих противоположную поляризацию. Период интерференционной картины задавался углом между лучами и был равен 25 мкм. За процессом записи решеток наблюдали по интенсивности 1-ого дифракционного максимума дифракционной картины красного луча (He-Ne лазер, $\lambda = 633$ нм). Дифракционную эффективность (ДЭ) рассчитывали как процентное отношение интенсивности первого дифракционного максимума к исходной интенсивности пробного луча.

Набор образцов ЖК блок-сополимеров, исследованных в работе, позволил проследить влияние объемной доли центрального и периферийных фотохромных субблоков, а также соотношение между пиридиновыми фрагментами и низкомолекулярным азобензольным производным на дифракционную эффективность записываемых решеток в аморфизованных пленках триблок-сополимеров. Полученные значения ДЭ для образцов ЖК блок-сополимеров лежат в диапазоне от 17% до 67% в зависимости от состава триблок-сополимера [13]. В ходе

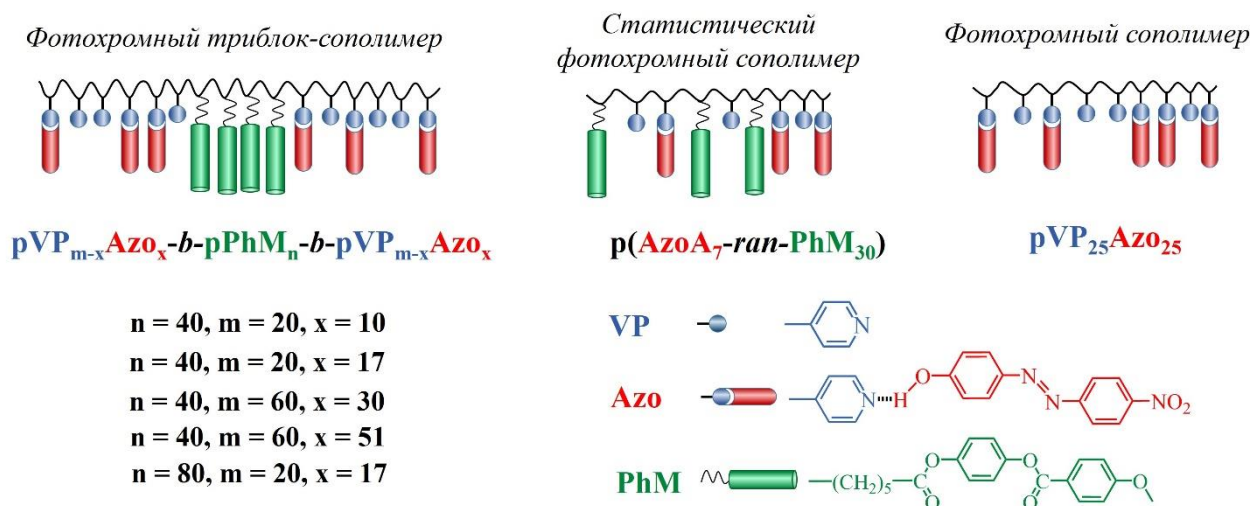


Рис. 1. Химическая структура фотохромных триблок-сополимеров и модельных полимеров (фотохромного сополимера и статистического сополимера) изученных в работе

облучения интерференционной картиной для рассматриваемых ЖК блок-сополимеров характерно отсутствие модуляция толщины пленки т. е. наблюдается запись только поляризационной дифракционной решетки без поверхностно-рельефной. Установлено, что термический отжиг образцов ЖК блок-сополимеров с записанными голографическими решётками выше их температуры стеклования приводит к росту ДЭ за счет образования нематической ЖК фазы. В случае модельного фотохромного полимера ($pVP_{25}Azo_{25}$) и статистического сополимера ($pAzoA_7-ran-PhM_{30}$) достигаемые значения ДЭ были существенно ниже (0,09 и 0,30, соответственно), что указывает на меньшую эффективность данных полимеров как сред для голографической записи по сравнению с триблок-сополимерами. Кроме того, термический отжиг образцов модельных полимеров не вызывал роста ДЭ записанных в них решеток, поскольку данные полимеры не образуют ЖК фазы.

Для расширения рабочего спектрального диапазона записанных решеток разработана методика удаления азобензольных фрагментов из плёнок полимеров путем выдержки образцов в специально подобранном органическом растворителе (диэтиловом эфире). Используя данный подход удалось практически полностью удалить азобензольные фрагменты из пленок ЖК триблок-сополимеров и получить практически бесцветные пленки, не поглощающие излучение видимого диапазона. При этом, в случае ЖК триблок-сополимеров записанные предварительно дифракционные решетки сохранялись, в то время как для статического сополимера, имеющего то же соотношение мономерных звеньев, что и один из триблок-сополимеров, удаление азобензольных групп приводило к стиранию записанной решетки. Это указывает, что ключевое значение для сохранения записанной решетки при удалении азобензольных групп имеет микрофазовое расслоение, наличие которого было доказано для всех исследованных триблок-сополимеров методом просвечивающей электронной микроскопии. Стоит отметить, что удаление азобензольных фрагментов приводило к некоторому падению

ДЭ, величина которого зависела от соотношения объёмных долей фотохромного и нефотохромного субблока. Путем подбора оптимального соотношения объемных долей субблоков, составляющих блок-сополимер удалось минимизировать падение ДЭ при вымывании азобензольного производного.

Таким образом, в данной работе показана возможность голографической записи поляризованных дифракционных решеток в аморфизованных пленках фотохромных ЖК триблок-сополимеров, содержащих водородно-связанные азобензольные группы, проведен анализ влияния строения триблок-сополимеров на дифракционную эффективность записанных решеток, оптимизировано соотношение объемных долей субблоков триблок-сополимеров для достижения относительно высокой дифракционной эффективности и показана возможность удаления фотохромных групп с целью расширения рабочего спектрального диапазона полученных дифракционных решеток.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 19-13-00029).

Список источников

- [1] **Nersisyan, S.** [Fabrication of liquid crystal polymer axial waveplates for UV-IR wavelengths](#) / S. Nersisyan, N. Tabiryan, D. M. Steeves, B. R. Kimball // Optics Express. — 2009. — Vol. 17. — № 14. — P. 11926–11934.
- [2] **Yin, K.** [Reflective Polarization Volume Lens with Small f-Number and Large Diffraction Angle](#) / K. Yin, Z. He, S. Wu // Advanced Optical Materials. — 2020. — Vol. 8. — № 11. — P. 2000170. — 7 p.
- [3] **De Sio, L.** [Beam shaping diffractive wave plates \[Invited\]](#) / L. De Sio, D. E. Roberts, Z. Liao, J. Hwang, N. Tabiryan, D. M. Steeves, B. R. Kimball // Applied Optics. — 2018. — Vol. 57. — № 1. — P. A118–A121.
- [4] **Ryabchun, A.** [Cholesteric Liquid Crystal Materials for Tunable Diffractive Optics](#) / A. Ryabchun, A. Bobrovsky // Advanced Optical Materials. — 2018. — Vol. 6. — № 15. — P. 1800335. — 20 p.
- [5] **Bobrovsky, A.** [Comparative study of photoorientation phenomena in photosensitive azobenzene-containing homopolymers and copolymers](#) / A. Bobrovsky, N. Boiko, V. Shibaev, J. Stumpe // Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry. — 2004. — Vol. 163. — № 3. — P. 347–358.
- [6] **Bugakov, M.** [Functionally integrated liquid crystalline photochromic triple block copolymer with locally light- and thermal-controllable sub-blocks](#) / M. Bugakov, N. Boiko, V. Shibaev // Journal of Polymer Science, Part B: Polymer Physics — 2016. — Vol. 54. — № 16. — P. 1602–1611.
- [7] **Vapaavuori, J.** [Efficient surface structuring and photoalignment of supramolecular polymer—azobenzene complexes through rational chromophore design](#) / J. Vapaavuori, V. Valtavirta, T. Alasaarela, J.-I. Mamiya, A. Priimagi, A. Shishido, M. Kaivola // Journal of Materials Chemistry. — 2011. — Vol. 21. — № 39. — P. 15437–15441.
- [8] **Priimagi, A.** [Efficient Surface-Relief Gratings in Hydrogen-Bonded Polymer–Azobenzene Complexes](#) / A. Priimagi, K. Lindfors, M. Kaivola, P. Rochon // ACS Applied Materials & Interfaces. — 2009. — Vol. 1. — № 6. — P. 1183–1189.
- [9] **Sobolewska, A.** [Biphotonic photochromic reaction results in an increase in the efficiency of the holographic recording process in an azo polymer](#) / A. Sobolewska, J. Zawada, S. Bartkiewicz // Langmuir. — 2014. — Vol. 30. — № 1. — P. 17–21.

- [10] **Provenzano, C.** [Polarization Holograms in a Bifunctional Amorphous Polymer Exhibiting Equal Values of Photoinduced Linear and Circular Birefringences](#) / C. Provenzano, P. Pagliusi, G. Cipparrone, J. Royes, M. Piñol, L. Oriol // The Journal of Physical Chemistry B. — 2014. — Vol. 118. — № 40. — P. 11849–11854.
- [11] **Cipparrone, G.** [Polarization Holographic Recording in Amorphous Polymer with Photoinduced Linear and Circular Birefringence](#) / G. Cipparrone, P. Pagliusi, C. Provenzano, V. P. Shibaev // The Journal of Physical Chemistry B. — 2010. — Vol. 114. — № 27. — P. 8900–8904.
- [12] **Bugakov, M.** [Azobenzene-containing liquid crystalline block copolymer supramolecular complexes as a platform for photopatternable colorless materials](#) / M. Bugakov, N. Boiko, S. Abramchuk, X. Zhu, V. Shibaev // Journal of Materials Chemistry C. — 2020. — Vol. 8. — № 4. — P. 1225–1230.
- [13] **Audia, B.** [Photopatterning of Azobenzene-Containing Liquid Crystalline Triblock Copolymers: Light-Induced Anisotropy and Photostabilization](#) / B. Audia, M. A. Bugakov, N. I. Boiko, P. Pagliusi, G. Cipparrone, V. P. Shibaev // Macromolar Rapid Communications. — 2020. — Vol. 41. — № 20. — P. 2000384. — 7 p.

Нелинейные явления в кольцевых лазерных резонаторах на динамических решётках Брэгга

В. М. Петров¹, И. С. Хахалин², А. П. Погода²

¹ Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

² Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» имени Д. Ф. Устинова, Санкт-Петербург, Россия

Обнаружено проявление нелинейного механизма формирования пространственных решёток показателя преломления за счёт эффекта памяти в Nd:YAG.

Ключевые слова: отражательные решётки Брэгга, лазеры с кольцевым резонатором, динамическая голография.

Цитирование: **Петров, В. М.** Нелинейные явления в кольцевых лазерных резонаторах на динамических решётках Брэгга / В. М. Петров, И. С. Хахалин, А. П. Погода // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 262–263.

Введение

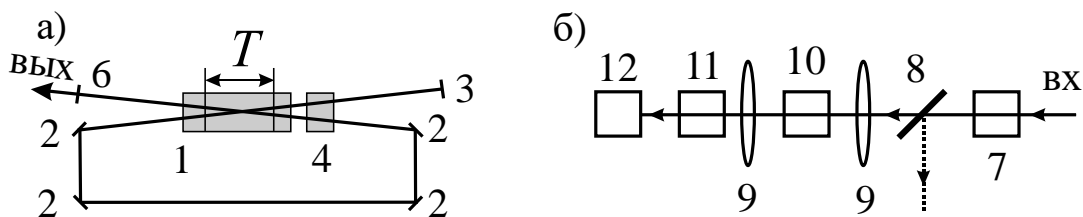
Динамические решётки коэффициента усиления возникают, например, в кристалле Nd:YAG при его использовании в лазере с петлевым резонатором. Это, в свою очередь, приводит к возникновению решёток показателя преломления как пропускающих, так и отражательных. Наибольшей спектральной селективностью обладают отражательные решётки, которые оказывают существенное влияние на спектральный состав генерируемого излучения [1, 2]. Нами выявлена связь между модовым составом генерируемого излучения и числом цугов в импульсе. Данная связь образуется благодаря пространственным нелинейностям, возникающим в результате многократной перезаписи отражательной решётки.

Эксперимент

Схема эксперимента показана на рис. 1.

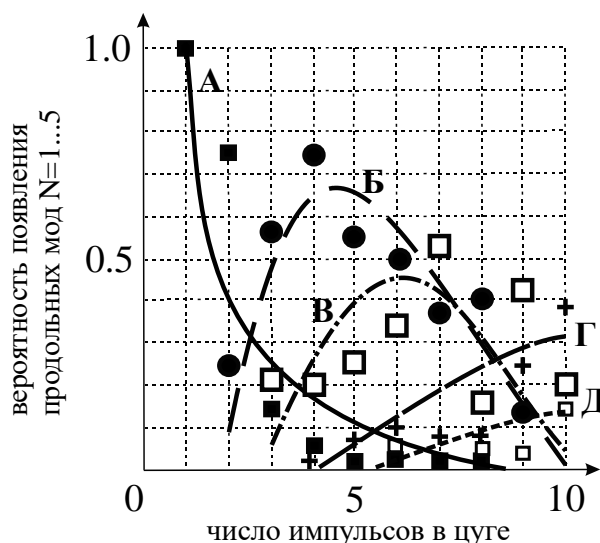
Исследовался модовый состав излучения в зависимости от количества импульсов генерации в единичном цуге. На рис. 2 приведена зависимость вероятности появления продольной моды с номером № от 1 до 5 в зависимости от числа импульсов от 1 до 10.

Данное явление связано с возникновением пространственных нелинейностей в профиле отражательной решётки показателя преломления. Предыдущая в цуге решётка показателя преломления может храниться в исследуемом материале до 250 мкс [3], в результате последующая решётка формируется с учётом существующего следа предыдущей решётки. Поскольку пространственное положение каждой последующей решётки может отличаться от положения предыдущей в силу возможных механических флуктуаций, процесс носит статистический характер.



1 – активный элемент Nd:YAG, 2 – зеркала, 4 – пассивный затвор YAG:Cr⁴⁺, 5 – решетка Брэгга, 6 – выходное зеркало, 7 – генератор второй гармоники КТР, 8 – светоделитель, 9 – линзы, 10 – эталон Фабри – Перо, 11 – светофильтр, 12 – камера Ophir Spiricon

Рис. 1. Оптическая схема лазера на основе динамических решёток коэффициента усиления (а) и схема измерительного стенда (б)



A – одна продольная мода, B – 2 продольные моды, B – три продольные моды, Г – четыре продольные моды, Д – пять продольных мод.

Рис. 2. Зависимость вероятности появления продольной моды №1...5 от количества импульсов в цуге

Заключение

Впервые экспериментально обнаружено явление памяти решёток коэффициента усиления в кристалле Nd:YAG при возбуждении ионов Nd³⁺.

Список источников

[1] **Погода, А. П.** Голографические отражательные решётки Брэгга коэффициента усиления и их роль в работе мощных импульсных лазеров / А. П. Погода, А. А. Сергеев, И. С. Хахалин, Е. Э. Попов, Н. Л. Истомина, А. С. Борейшо, В. М. Петров // Квантовая Электроника. – 2020. – № 50. – № 7. – С. 658–661.

[2] **Погода, А. П.** Внутррезонаторные голографические решётки и лазеры с управляемым спектром на их основе / А. П. Погода, В. М. Петров, И. С. Хахалин, Е. Э. Попов, А. С. Борейшо // Оптика и спектроскопия. – 2021. – Том 29. – № 4. – С. 406–412.

[3] **Антипов, О. Л.** Изменения показателя преломления лазерного кристалла Nd:YAG при возбуждении ионов Nd³⁺ / О. Л. Антипов, А. С. Кужелев, А. Ю. Лукьянов, А. П. Зиновьев // Квантовая электроника. – 1998. – Том 25. – № 10. – С. 891–898.

Электрически контролируемые жидкокристаллические элементы для поляризационно-фазового преобразования световых полей

Е. А. Мельникова

Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Разработаны и созданы электрически управляемые жидкокристаллические (ЖК) элементы, формирующие сингулярные световые пучки. Исследованы электрооптические и дифракционные характеристики разработанных элементов и продемонстрирована возможность контролируемого фазово-поляризационного преобразования световых полей на их основе.

Ключевые слова: управляемая дифракция, жидкий кристалл, сингулярные световые пучки, Q-пластинки.

Цитирование: Мельникова, Е. А. Электрически контролируемые жидкокристаллические элементы для поляризационно-фазового преобразования световых полей / Е. А. Мельникова// НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 264–268.

В настоящее время большой научный интерес привлекают оптические сингулярные пучки, которые успешно применяются для решения задач, связанных с лазерным манипулированием микрообъектами, оптической передачей и обработкой информации, технологиями лазерной обработки материалов, микроскопией высокого разрешения, астрономией и т. д. В этой связи актуальным вопросом является поиск методов генерации оптических вихрей [1, 2] и возможности их применения в различных научных и технических приложениях [3, 4].

В работе на основе метода фотоориентации директора нематического ЖК [5] созданы анизотропные электрически управляемые дифракционные элементы, представляющее собой периодическое ($\Lambda = 60$ мкм) чередование в слое нематика твист и планарных ЖК доменов. Начальная ориентация ЖК слоя задавалась посредством экспонирования фоториентирующего покрытия через маску, амплитудный профиль которой соответствовал рассчитанной картине интерференции когерентной плоской волны с вихревым пучком с топологическим зарядом $l = 4$. Электропроводящий прозрачный слой, входящий в конструктив жидкокристаллического элемента, обеспечивал возможность осуществлять электрическое управление дифракционной эффективностью ЖК элемента. Толщина ЖК слоя составляла $d = 20$ мкм, величина оптической анизотропии $\Delta n = 0,18$. Микрофотографии маски-транспаранта и ЖК дифракционных элементов в скрещенных поляризаторах при различных значениях управляющего напряжения представлены на рис. 1.

Как видно данных, представленных на рис. 1, использованная технология позволяет формировать дифракционную анизотропную ЖК структуру, точно повторяющую топологию маски-транспаранта. При этом величина амплитуды внешнего управляющего позволяет менять глубину модуляции показателя преломления ЖК слоя и управлять значением дифракционной эффективности ЖК элемента.

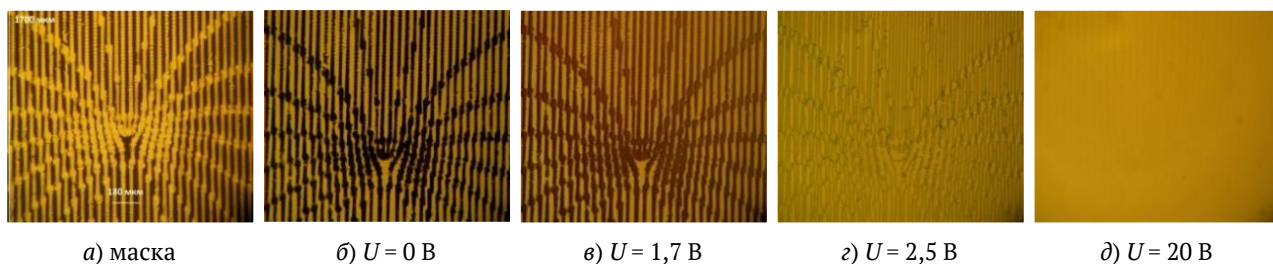


Рис. 1. Микрофотографии маски транспаранта (а) и фотографии ЖК дифракционных элементов при различных значениях управляющего напряжения (б–д) (поляризационный микроскоп)

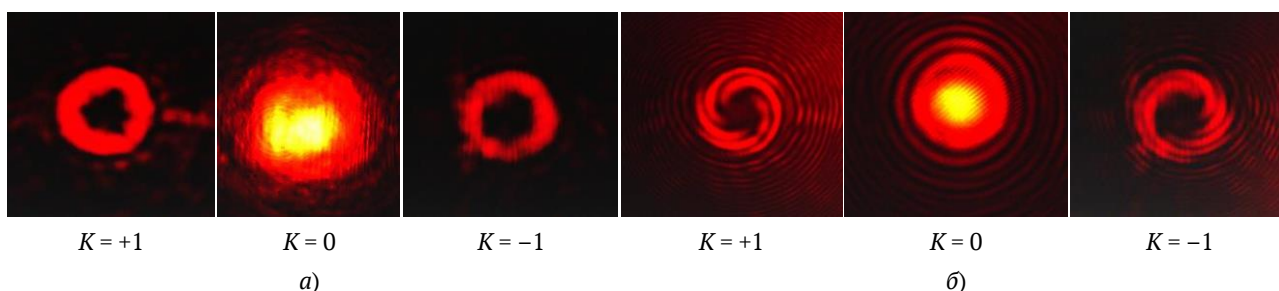


Рис. 2. Фотографии дифракционной картины излучения He-Ne лазера (а) и результатов интерференционного сложения пучков K -ого порядка дифракции с когерентной сферической волной (б, интерферометр Маха – Цандера)

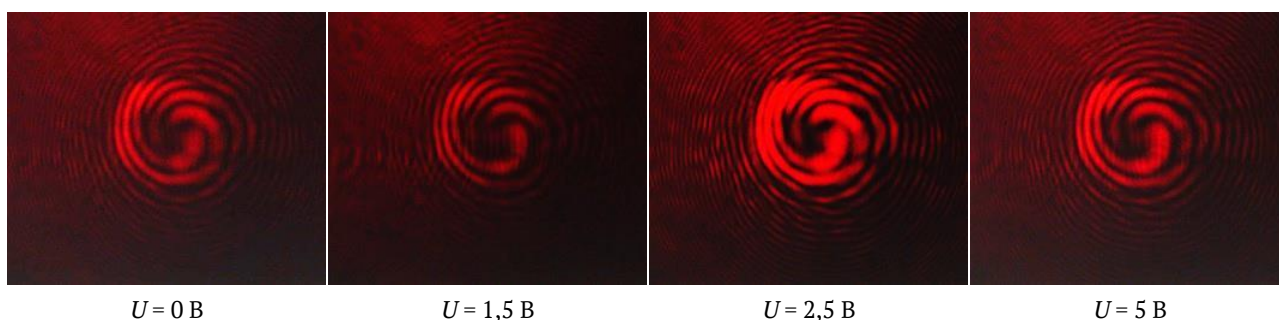


Рис. 3. Картины интерференции пучка дифракции $K = -1$ порядка дифракции со сферической когерентной волной при различных управляющих напряжениях на ЖК элементе

На рис. 2 представлены фотографии картины дифракции излучения He-Ne лазера (линейная поляризация) на созданном элементе (а) и результат интерференционного сложения пучков K -ого порядка дифракции с когерентной сферической волной (б) (интерферометр Маха – Цандера).

Как видно из результатов исследования, представленных на рис. 2, в направлении 0-ого порядка дифракции распространяется волна с плоским волновым фронтом, а в направлениях $K = \pm 1$ — оптические вихри с топологическими зарядами $l = \pm 4$.

Устойчивость возбуждаемых вихревых пучков подтверждается данными, представленными на рис. 3, где представлены картины интерференции пучка дифракции $K = -1$ порядка со сферической когерентной волной при различных управляющих напряжениях на элементе.

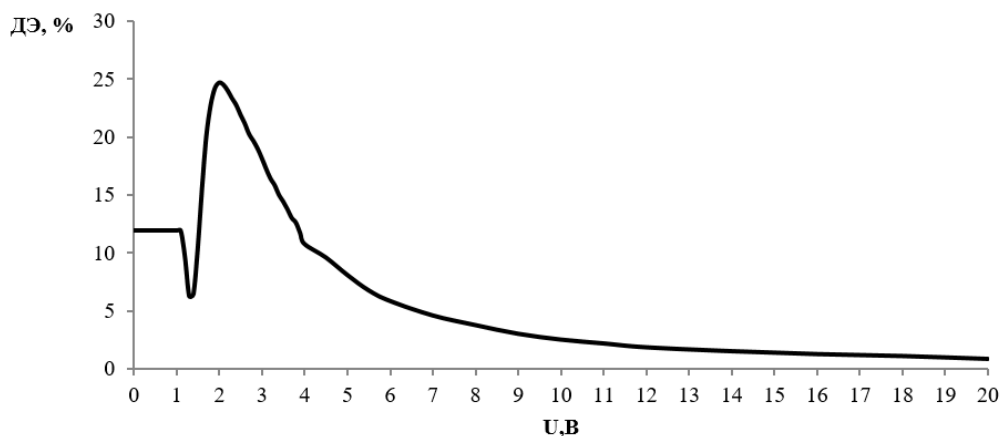


Рис. 4. Зависимость дифракционной эффективности от управляющего напряжения

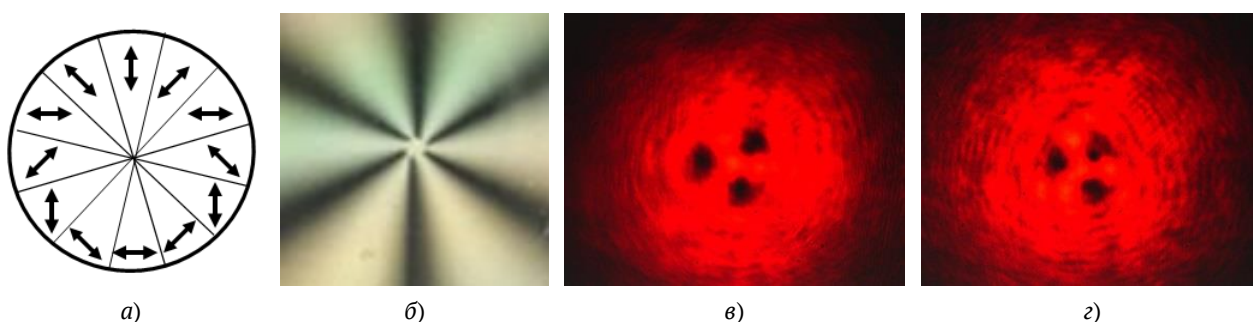


Рис. 5. Q-пластинка для генерации трех сингулярных пучков

Кроме того, как показали результаты исследований, возбуждаемые вихревые пучки остаются устойчивыми при их распространении на расстояния в пределах 3 м.

Зависимость дифракционной эффективности от внешнего управляющего напряжения представлена на рис. 4. Начальное значение дифракционной эффективности ЖК элемента соответствует величине порядка 10–12%. Действие управляющего напряжения приводит к переориентации директора ЖК и изменению величины фазового набегания при прохождении света через дифракционный анизотропный элемент. При этом дифракционная эффективность немонотонно изменяется, выходя на максимальное значение 25%. Дальнейшее увеличение внешнего напряжения приводит к переориентации всего объема ЖК слоя, и как следствие, к исчезновению дифракционной структуры ($\Delta n = 0$).

В работе методом фотоориентации созданы электрически управляемые жидкокристаллические Q-пластинки [6] с топологическим зарядом $q = 1,5$ в схеме несцентрированной записи. На примере созданного элемента продемонстрирована возможность создания Q-пластинок для генерации светового пучка с заданным количеством оптических сингулярностей с топологическим зарядом $l = 1$. На рис. 4 представлена информация, включающая топологию ориентации директора ЖК в разработанном элементе (а), фотографию ЖК элемента в скрещенных поляризаторах (б), фотографию распределения интенсивности в поляризационном сингулярном пучке (в) и фотографию сечения оптического вихря (г).

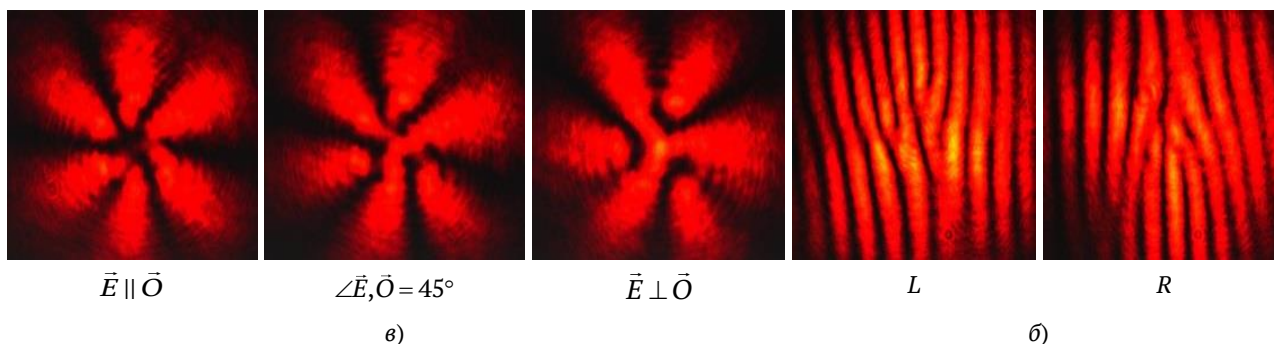


Рис. 6. Результаты экспериментального исследования возможности управления фазово-поляризационными характеристиками лазерного излучения

Поляризационное и фазовое преобразование лазерного излучения, приводящее к формированию сингулярных оптических пучков, реализуется при подаче на ЖК элемент внешнего управляющего напряжения. Формирование оптических сингулярностей происходит при амплитудах управляющего напряжения, обеспечивающих полуволновую фазовую задержку между обыкновенной и необыкновенной волнами в ЖК слое.

На рис. 6 представлены результаты экспериментального исследования возможности управления фазово-поляризационными характеристиками лазерного излучения на основе разработанных ЖК элементов. Рис. 6а иллюстрирует возможность преобразования поляризации излучения при прохождении Q -пластинки линейно поляризованного \vec{E} (S -мода) лазерного излучения при различных состояниях ориентации оси анализатора \vec{O} на выходе ЖК элемента. На рис. 6б представлены картины интерференции преобразованной циркулярно поляризованной плоской волны (левой L и правой R) с когерентной плоской волной, подтверждающие формирование трех фазовых дислокаций с зарядом $l = 1$ на волновом фронте светового пучка.

Таким образом, разработанные ЖК элементы позволяют осуществлять контролируемое преобразование поляризации и/или фазы световой волны и возбуждать сингулярные оптические пучки с заданной топологией волнового фронта. Предложенная и апробированная технология создания управляемых ЖК элементов продемонстрировала хорошую эффективность, что подтверждается устойчивостью топологии фазового фронта и поляризации сингулярных пучков.

Список источников

- [1] **Shen, Z.** [Generation of Optical Vortices with Polarization-Insensitive Metasurfaces](#) / Z. Shen, R. Li, Y. Z. Xue, Z. Y. Qiu, Z. Y. Xiang, J. Y. Zhou, B. F. Zhang // IEEE Photonics Journal. — 2020. — Vol. 12. — № 4. — P. 4601010. — 10 p.
- [2] **Lee, D.** [Widely Tunable Optical Vortex Array Generator Based on Grid Patterned Liquid Crystal Cell](#) / D. Lee, H. Lee, L. K. Migara, K. Kwak, V. P. Panov, J. Song // Advanced Optical Materials. — 2021. — Vol. 9. — P. 2001604. — 10 p.
- [3] **Takahashi, F.** [Picosecond optical vortex pulse illumination forms a monocrystalline silicon needle](#) / F. Takahashi, K. Miyamoto, H. Hidai, K. Yamane, R. Morita, T. Omatsu // Scientific Reports. — 2016. — Vol. 6. — P. 21738. — 10 p.

- [4] **Yang, L.** [Direct laser writing of complex microtubes using femtosecond vortex beams](#) / L. Yang, D. Qian, C. Xin, Z. Hu, S. Ji, D. Wu, Y. Hu, J. Li, W. Huang, J. Chu // Applied Physics Letters. — 2017. — Vol. 110. — № 22. — P. 221103. — 5 p.
- [5] **Mikulich, V. S.** [Influence of Methyl Substituents on Azo-Dye Photoalignment in Thin Films](#) / V. S. Mikulich, An. A. Murauski, Al. A. Muravsky, V. E. Agabekov // Journal of Applied Spectroscopy. — 2016. — Vol. 83. — № 1. — P. 115–120.
- [6] **Marrucci, L.** [Spin-to-orbital conversion of the angular momentum of light and its classical and quantum applications](#) / L. Marrucci, E. Karimi, S. Slussarenko, B. Piccirillo, E. Santamato, E. Nagali, F. Sciarrino // Journal of Optics. — 2011. — Vol. 13. — P. 064001. — 13 p.

Прямая лазерная запись с формированием рельефа на двухслойной структуре a-Si/Ag

А. А. Кутанов¹, Н. Сыдык уулу¹, И. А. Снимщиков¹, З. М. Казакбаева²

¹ Институт физики имени академика Ж. Ж. Жеенбаева, Национальная академия наук, Бишкек, Киргизская Республика

² Киргизско-Турецкий университет Манас, Бишкек, Киргизская Республика

Представлены результаты прямой лазерной записи на двухслойной структуре аморфный кремний/серебро, нанесенной на стеклянную подложку методом магнетронного напыления. Исследованы спектры поглощения пленок a-Si различной толщины. Предложен метод прямой лазерной записи микроструктур сфокусированным излучением одномодового полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 405$ нм на двухслойной среде a-Si/Ag со стороны стеклянной подложки. Исследовано формирование микрорельефа при прямой записи импульсами сфокусированного излучения полупроводникового лазера с $\lambda = 405$ нм на аморфном кремнии.

Ключевые слова: прямая лазерная запись, двухслойная структура, аморфный кремний/серебро, пленка аморфного кремния, полупроводниковый лазер.

Цитирование: Кутанов, А. А. Прямая лазерная запись с формированием рельефа на двухслойной структуре a-Si/Ag / А. А. Кутанов, Н. Сыдык уулу, И. А. Снимщиков, З. М. Казакбаева // НОЛОEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 269–275.

Введение

Прямая лазерная запись на слое аморфного кремния является привлекательной для записи дифракционных структур без мокрой химической обработки, и открывает новые возможности изготовления дифракционных структур с использованием лазерного записывающего устройства [1, 2, 4]. Для этих целей отлажена технология нанесения однородных пленок аморфного кремния различной толщины методом магнетронного нанесения на стеклянную подложку. При локальном воздействии сфокусированным лазерным излучением на слой аморфного кремния короткими импульсами происходит его переход в поликристаллическое состояние с увеличением объема. Применение сканирующих систем лазерной записи дифракционных элементов или голографического принтера [1–2, 5], формирующих дифракционные структуры путем последовательной записи небольших фрагментов или ячеек, привлекательно для получения дифракционных структур, дот-матрикс голограмм, создания микро — и нано структур с помощью лазерного излучения. С помощью разработанного устройства [5] микроструктурирование поверхности осуществляется путем последовательной записи микрорешеток, сформированных интерференцией двух когерентных сфокусированных лазерных пучков и регистрацией в записывающей среде. При взаимодействии сфокусированного лазерного луча на слой a-Si происходит с локальной кристаллизацией и формированием рельефной структуры [2, 6].

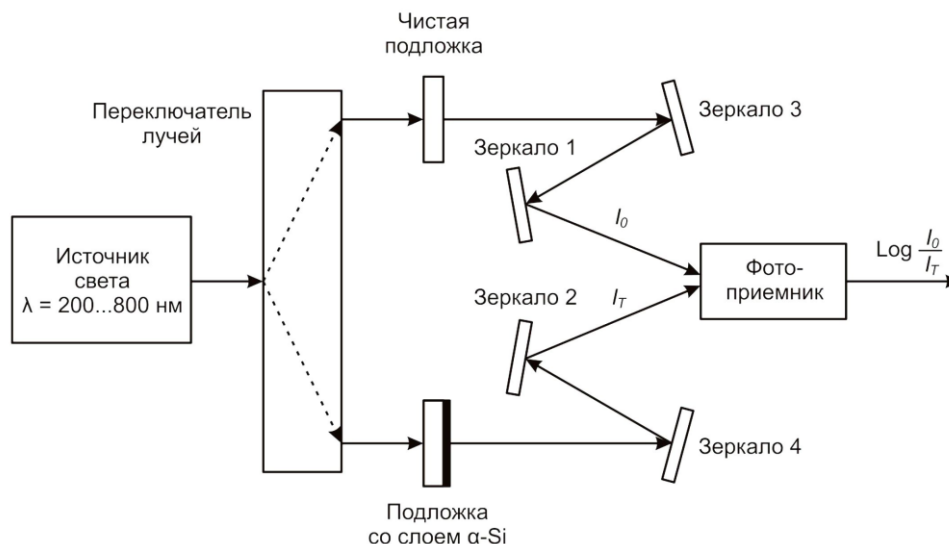


Рис. 1. Схема для измерения спектров поглощения материалов

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование возможностей прямой лазерной записи на двухслойной структуре а-Si/Ag под действием импульсов сфокусированного лазерного излучения с $\lambda = 405$ нм и с $\lambda = 450$ нм. Исследование возможностей использования пленок аморфного кремния в качестве регистрирующей среды для прямой лазерной записи и создания системы лазерной записи мастер-матриц для производства дифракционных структур и радужных голограмм для защиты товаров от копирования.

1. Поглощение света в тонких пленках а-Si

Для измерения спектров поглощения в тонких пленках а-Si использован двухлучевой спектрофотометр PVE UNICAM 100. Основные элементы оптической схемы прибора показаны на рис. 1. Она содержит источник света, перестраиваемый в диапазоне длин волн $\lambda = 200\text{--}800$ нм, переключатель лучей, попеременно подающие лучи в двух измерительных оптических каналах, а также зеркала, направляющие оба луча в фотоприемник. Верхний по схеме канал назовем опорным, а нижний — предметным.

Электронная схема, обрабатывающая сигналы с выхода фотоприемника, вычисляет десятичный логарифм отношения интенсивности света из опорного канала (I_0) к интенсивности света из предметного канала (I_T).

$$K_T = \lg \frac{I_0}{I_T}. \quad (1)$$

Исследуемая стеклянная подложка со слоем а-Si помещалась в предметный канал. Для того, чтобы из результата измерения вычесть величину поглощения в подложке, в опорный канал помещалась идентичная чистая подложка.

Исследованы образцы с различной толщиной слоя а-Si. Полученные спектры поглощения показаны на рис. 2.

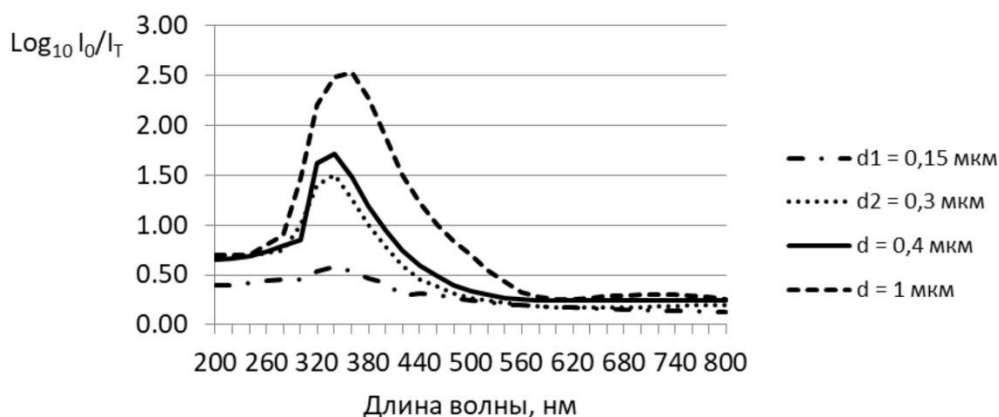


Рис. 2. Спектры поглощения в пленках a-Si различной толщины

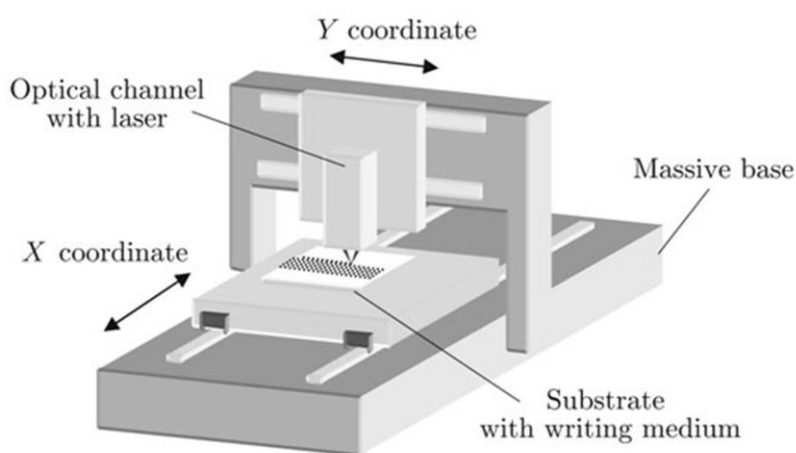


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

Видно, что максимум поглощения света приходится на область длин волн 340–360 нм. Как следует из графика на рис. 2, излучение полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 405$ нм, также будет хорошо поглощаться пленкой аморфного кремния с толщиной 1 мкм.

2. Прямая лазерная запись на пленках аморфного кремния

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 3. Для прямой записи на аморфном кремнии использовался одномодовый полупроводниковый лазер с $\lambda = 405$ нм мощностью 120 мВт. Лазерный пучок коллимировался асферической линзой, а затем фокусировался микрообъективом на регистрирующую среду. Перетяжка формируемого лазерного пучка позволяла сохранять необходимую плотность энергии записи на аморфном кремнии для записи отдельных фрагментов изображения. Компьютер контролировал длительность лазерных импульсов, их частоту, и движение координатного стола. Для прямой лазерной записи использовались пленки аморфного кремния различной толщины $\approx 0,2$ –1 мкм.

Лазерный луч коллимировался с помощью асферической линзы после лазера, а затем он фокусировался микрообъективом на слой аморфного кремния и производилась запись микроструктур. Частота лазерных импульсов составляла 800 Гц. На рис. 4 приведена фотография рельефной записи микроструктур, снятая на оптическом микроскопе MICRO 200T-01.

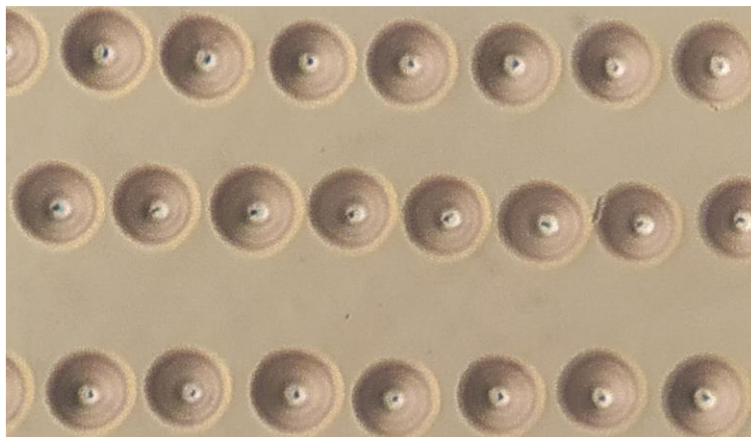


Рис. 4. Фотография рельефа записи сфокусированным лазерным излучением с $\lambda = 405$ нм на слое аморфного кремния снятая на оптическом микроскопе при увеличении $200\times$

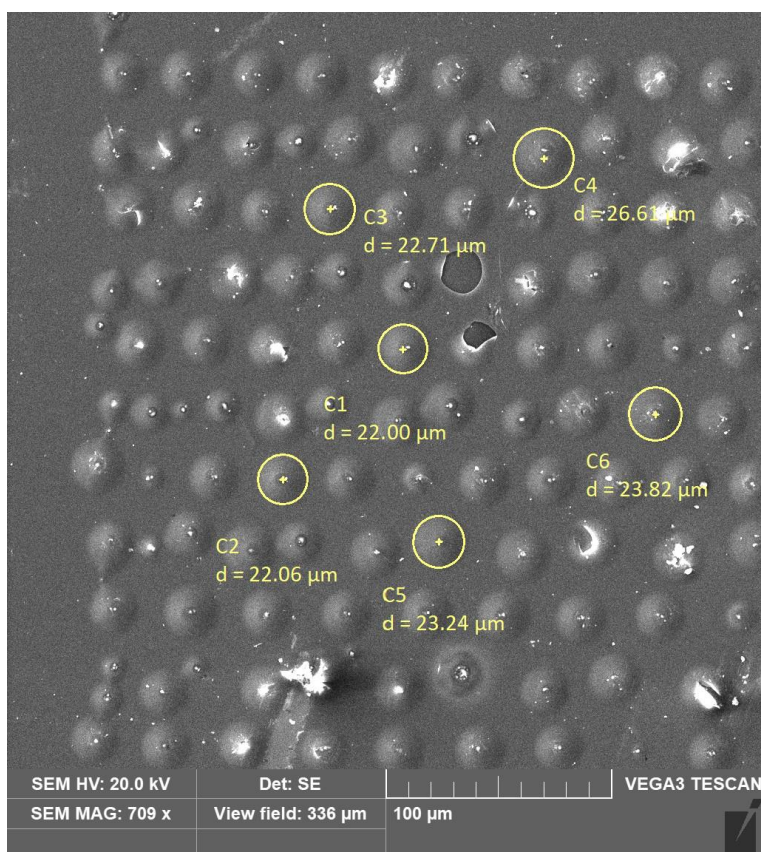


Рис. 5. Фотография измерения диаметра записанных на a-Si на электронном микроскопе

При воздействии сфокусированным лазерным излучением на слой a-Si происходит локальное изменение пропускания и коэффициента преломления среды, формирование рельефа. Записанные на аморфном кремнии микроструктуры исследовались, также, на электронном микроскопе TESCAN VEGA 3 LMH. Измерение записанного рельефа показывает, что при взаимодействии лазерного излучения на пленку аморфного кремния формируется рельеф высотой порядка 100 нм.

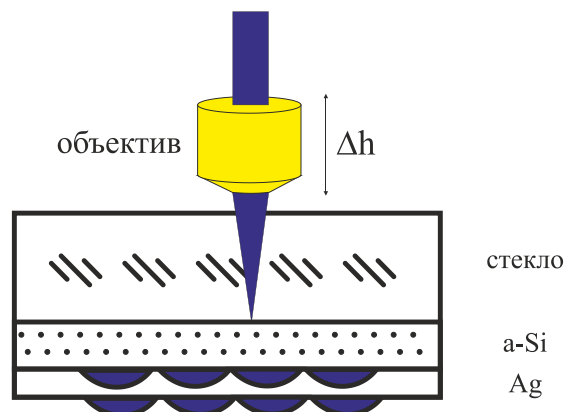


Рис. 6. Прямая лазерная запись на двухслойной структуре a-Si/Ag со стороны стеклянной подложки

Образцы с записью лазерным излучением были исследованы на электронном микроскопе TESCAN VEGA 3 LMN в Киргизско-Российском Славянском университете. Диаметр записанных микроструктур составил 22–26 мкм, это видно на рис. 5.

3. Прямая лазерная запись на двухслойной структуре аморфный кремний/серебро

Воздействие на двухслойную пленочную структуру аморфный кремний/серебро сфокусированным лазерным излучением проводили через стеклянную подложку. Нано размерный слой серебра был нанесен с целью создания проводящего слоя и возможности создания плазмона. При связывании энергии фотона со свободными электронами металла создается субволновой колебательный режим, известный как плазмон.

Лазерное воздействие проводили со стороны стеклянной подложки излучением полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 405$ нм, с фокусировкой на слое аморфного кремния. Диаметр сфокусированного пятна зависит от длины волны лазерного излучения и числовой апертуры объектива NA .

$$d = \lambda/NA \quad (2)$$

Так как под действием лазера происходит фазовый переход от аморфного к поликристаллическому состоянию среды, при локальном увеличении объема кремния и продавливании пленки серебра. Прямая лазерная запись на двухслойной структуре a-Si/Ag со стороны стеклянной подложки показана на рис. 6.

Результаты прямой лазерной записи микроструктур с формированием рельефа на поверхности на двухслойной структуры a-Si/Ag, нанесенной на стеклянную подложку приведены на рис. 7. Фотографии были сняты на микроскопе (MICRO 200T-01).

Также, были проведены эксперименты по прямой лазерной записи полупроводниковым лазером с $\lambda = 450$ нм мощностью 1 Вт при длительности импульсов 230 мксек для записи текста.

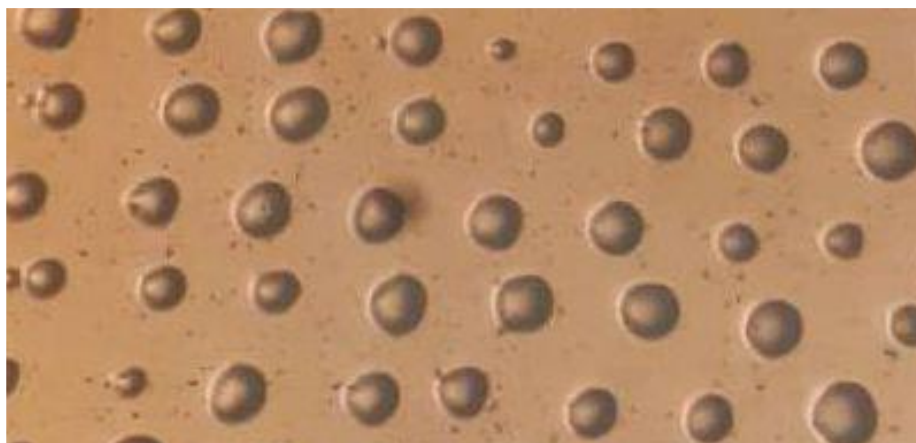


Рис. 7. Фотография микроструктуры сфокусированным лазерным излучением с $\lambda = 405$ нм на двухслойной структуре a-Si/Ag с размером элементов 30–40 мкм

Благодаря высокому разрешению записи с изменением показателя преломления и отсутствию мокрой химической обработки, прямая лазерная запись на пленках аморфного кремния является привлекательной для записи дифракционных структур, создания микро- и наноструктур с помощью сфокусированного лазерного излучения.

Заключение

Предложен новый метод прямой лазерной рельефной записи на двухслойной структуре a-Si/Ag посредством ее деформирования за счет локального увеличения объема подслоя аморфного кремния при прямом лазерном воздействии со стороны подложки, и переходе среды от аморфного состояния к полукристаллическому. Данный метод представляет интерес для упрощения технологии изготовления мастер матриц для производства радужных голограмм.

Это делает привлекательным использование прямой лазерной записи на аморфном кремнии для приложений, обеспечивающих защиту от копирования. Прямая лазерная запись на двухслойной структуре a-Si/Ag одномодовым полупроводниковым лазером $\lambda = 405$ нм позволяет получать рельефную запись микроструктур. Разработанная технология прямой записи на пленках аморфного кремния могут быть использованы для записи дифракционных и голограммных структур.

Список источников

- [1] **Poleshchuk, A. G.** [Microstructuring of optical surfaces: Technology and device for direct laser writing of diffractive structures](#) / A. G. Poleshchuk, A. A. Kutanov, V. P. Bessmeltsev, V. P. Korolkov, R. V. Shimanskii, A. I. Malyshev, A. E. Matochkin, N. V. Goloshevskii, K. V. Makarov, V. P. Makarov, I. A. Snimshchikov, N. Sydyk uulu // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. — 2010. — Vol. 46. — P. 171–180.
- [2] **Кутанов, А. А.** Исследование лазерной записи на пленках аморфного кремния для интерференционной литографии / А. А. Кутанов, И. А. Снимщиков, Н. Сыдык уулу // Журнал Доклады НАН КР. — 2015. — № 2. — С. 19–26.

- [3] **Корольков, В. П.** Оптическая запись на пленках аморфного кремния с субмикронным разрешением / В. П. Корольков, В. П. Чернухин // Журнал технической физики. — 1989. — Том 59. — № 6. — С. 131–133.
- [4] **Kutanov, A. A.** [Direct Laser Recording on Amorphous Silicon Film](#) // A. A. Kutanov, I. A. Snimshikov, N. Sydyk uulu // Physics Procedia. — 2015. — Vol. 73. — P. 82–86.
- [5] **Патент № 07874 Евраз.** Устройство для записи дифракционных элементов / А. Г. Полещук, А. А. Кутанов, В. П. Бесмельцев, И. А. Снимшиков. — Опубл. 2007.
- [6] **Kutanov, A. A.** [Interference filter with amorphous silicon layer and direct laser recording on it](#) / A. A. Kutanov, N. Sydyk uulu, I. A. Snimshikov, Z. M. Kazakbaeva // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 737. — № 1. — P. 012025. — 4 p.

Тонкие халькогенидные пленки — голографические среды для устройств дополненной реальности

В. Н. Борисов¹, Н. В. Муравьев¹, М. В. Попов¹, Р. А. Окунь¹, А. Е. Ангервакс¹,
Г. Н. Востриков¹, С. А. Козюхин², С. А. Иванов³

¹ ООО «Исследовательский Центр Самсунг», Москва, Россия

² Институт общей и неорганической химии имени Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия

³ Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Теоретически и экспериментально исследованы голографические характеристики халькогенидных пленочных материалов с типичной толщиной 0,5–1,5 мкм ряда составов Ge-As-S с целью их использования в волноводных устройствах дополненной реальности. Показана возможность управления спектральными и голографическими свойствами материалов путем варьирования их состава. Проведена запись как объемных, так и поверхностных голограммных элементов, работающих в режиме полного внутреннего отражения. Продемонстрирована работа голограмм на халькогенидных пленках в «перископном режиме» с достижением дифракционной эффективности более 10%. Запись высокоэффективных голограммных элементов на халькогенидных пленках требует существенных значений энергии экспозиции при записи в ближнем УФ-диапазоне (325 нм, 355 нм), что делает голографическую запись малоэффективной техникой создания таких элементов.

Ключевые слова: дополненная реальность, халькогениды, голограммы, голографические оптические элементы, дифракционные оптические элементы.

Цитирование: **Борисов, В. Н.** Тонкие халькогенидные пленки — голографические среды для устройств дополненной реальности / В. Н. Борисов, Н. В. Муравьев, М. В. Попов, Р. А. Окунь, А. Е. Ангервакс, Г. Н. Востриков, С. А. Козюхин, С. А. Иванов // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 276–284.

Введение

Дополненная реальность (augmented reality, AR) — многообещающая технология, вызывающая большой интерес в последнем десятилетии, так как ожидается, что она станет ключевой для следующего поколения мобильных устройств потребительской электроники [1]. AR-технология основана на наложении виртуального изображения на изображение реального мира и может применяться для развлечения, образования [2], медицины [3], оборонных технологий [4] и в других сферах жизнедеятельности [5]. Персональные носимые AR-устройства, среди которых AR-очки, являются наиболее востребованными, имеют наиболее жесткие технические требования [6]: для комфортного использования массовым потребителем AR-очки должны иметь компактные размеры, широкое поле зрения (field of view, FOV), малый вес и низкую стоимость, а также высокое разрешение и качество изображения [7].

К настоящему моменту наилучшая производительность в соответствии с вышеописанными требованиями достигается за счёт использования AR-дисплеев на планарных волноводах с интегрированными дифракционными оптическими элементами (ДОЭ) [8]. Принцип действия таких дисплеев заключается в следующем: свет из системы генерации изображения

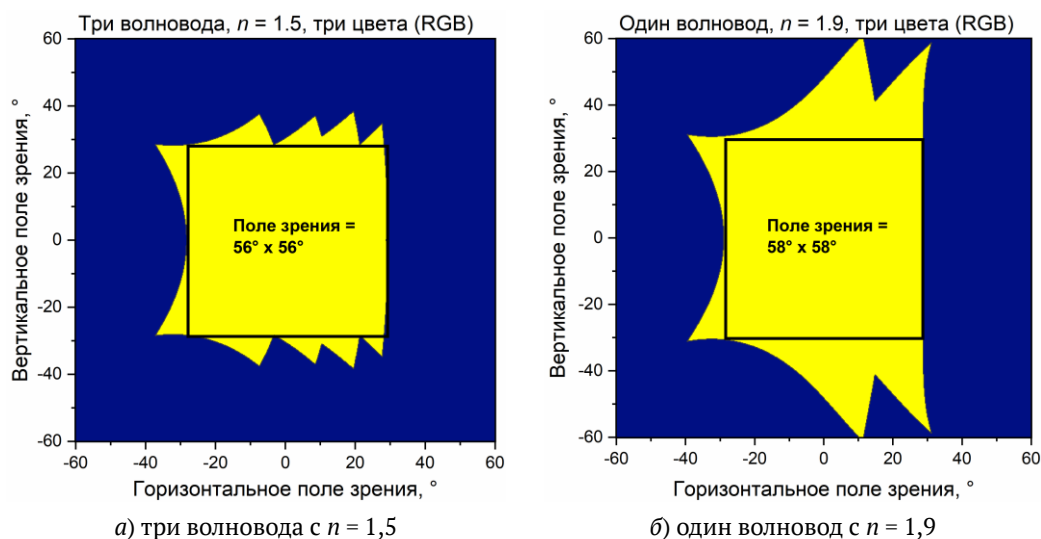


Рис. 1. Моделирование RGB FOV для системы из трех волноводов с $n = 1,5$ (а) и для системы из одного волновода с $n = 1,9$ (б)

(к примеру, микропроектора) падает на вводной ДОЭ, дифрагирует на нем в объем планарного волновода, и дифрагированный свет распространяется внутри планарного волновода под условиями полного внутреннего отражения (ПВО); далее свет поочередно дифрагирует на как минимум двух других ДОЭ, за счёт чего размножается по двум измерениям и выводится из объема волновода в глаз пользователя. По такому принципу работают модели наиболее крупных компаний на рынке AR: Digilens [9], Microsoft [10], WaveOptics [11] и других. Главный недостаток таких систем связан с фундаментальным ограничением на максимально обеспечиваемый FOV: поскольку свет распространяется в объеме волновода под условиями ПВО, эти условия ограничивают угловой размер передаваемого изображения [12]. Это ограничение зависит от показателя преломления n оптической системы, типичное значения которого составляет 1,5.

Наиболее перспективным направлением для увеличения FOV AR-дисплеев является увеличение показателя преломления оптической системы. Моделирование обеспечиваемых FOV для систем с $n = 1,5$ и $n = 1,9$ показывает, что полноцветное (red, green, blue, RGB) FOV, получаемое для системы с $n = 1,5$ при использовании трех волноводов, может быть достигнуто при помощи всего одного волновода для системы с $n = 1,9$ (рис. 1) [13].

Использование материалов с высоким показателем преломления позволит уменьшить толщину и вес, а также увеличить прозрачность и разрешение AR-дисплеев. На данный момент существуют массово производимые оптические стекла с $n = 1,9$ для производства планарных волноводов, однако не существует голографических материалов с таким высоким показателем преломления.

Потенциальными материалами для использования в качестве голографических сред являются тонкие пленки халькогенидных стекол (chalcogenides, ChG), напыляемые на стеклянные подложки. ChG — это полупроводниковые материалы со светочувствительными свойствами, обеспечивающие модуляцию показателя преломления Δn до 0,12, а также пригодные



а) хорошая цветопередача



б) высокое поглощение синего света

Рис. 2. RGB FOV, полученный системой с высокой прозрачностью и хорошей цветопередачей (а), и системой с высоким поглощением в синей части спектра, имеющей плохую цветопередачу (б)

для записи рельефных ДОЭ. Однако большинство составов ChG имеют сильное поглощение в синей части видимого спектра [14], что значительно снижает качество цветопередачи AR-изображения (рис. 2).

Для увеличения прозрачности в синей части видимого спектра можно оптимизировать композицию стекла. Альтернативный подход для уменьшения потерь — уменьшение толщины слоя ChG — имеет недостаток в виде потери эффективности. В настоящей работе проведено моделирование зависимости дифракционной эффективности голографических оптических элементов (ГОЭ) от толщины слоя ChG, а также нескольких различных композиций составов Ge-As-S были изучены экспериментально с целью их дальнейшего использования для записи ГОЭ для AR-дисплея.

1. Моделирование зависимости эффективности от толщины

Моделирование было проведено в программном пакете RSoft для нахождения области приемлемой толщины с условием достижения необходимой дифракционной эффективности ГОЭ, записанных в пленках ChG. Для анализа были выбраны два параметра: максимальная дифракционная эффективность (maximum diffraction efficiency, MDE), а также полуширина контура угловой селективности (full width at half maximum, FWHM). При моделировании изменялись следующие параметры: толщина d : от 0,1 до 4 мкм; средний показатель преломления n_0 : от 1,8 до 2,2; модуляция показателя преломления Δn : от 0,05 до 0,15. Результаты моделирования представлены на рис. 3.

По итогам моделирования были получены следующие результаты:

1. MDE сильно зависит от d и Δn , но менее — от n_0 .
2. FWHM зависит практически только от d , слабее от n_0 и вообще не зависит от Δn .
3. Для достижения минимального MDE, необходимого для выводного ГОЭ (1%), минимальная толщина d должна быть 0,25 мкм для $\Delta n = 0,15$ и 0,9 мкм для $\Delta n = 0,05$. Для достижения минимального MDE, необходимого для вводной ГОЭ (10%), минимальная толщина d должна быть 0,9 мкм для $\Delta n = 0,15$ и 2,9 мкм для $\Delta n = 0,05$.

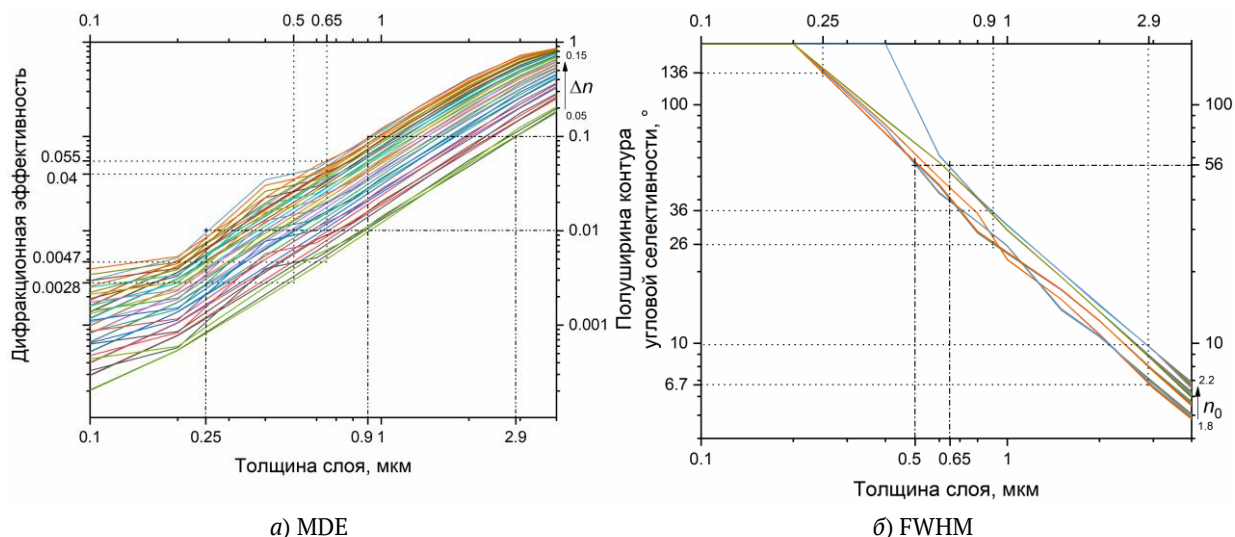


Рис. 3. Зависимости MDE (а) и FWHM (б) от толщины слоя ChG для различных значений n_0 и Δn

4. Для того чтобы заполнить «окно ПВО» (которое в случае волновода с $n_0 = 1,9$ равняется 56°), d должна быть от 0,5 мкм (для $n_0 = 1,8$) до 0,65 мкм (для $n_0 = 2,2$).

На основании этих результатов можно сделать следующие выводы:

1. Необходимая толщина ГОЭ должна находиться в пределах от 0,5 до 1 мкм. Меньшая толщина не обеспечит селективные свойства, необходимые для устранения дифракционных бликов. Большая толщина приведёт к слишком большой селективности ГОЭ, следовательно, будет необходимо более двух экспозиций для полного заполнения «окна ПВО».

2. Для полного раскрытия всех преимуществ голографической среды с $n_0 > 1,9$, необходимы волноводы с $n_0 > 1,9$ («окно ПВО» для волноводов с $n_0 = 1,8 - 50^\circ$).

3. $\Delta n = 0,05$ будет достаточно для выводной ГОЭ, однако для достижения необходимой эффективности вводной ГОЭ $\Delta n > 0,1$. Более того, параметр Δn является ключевым с точки зрения увеличения эффективности AR-дисплея.

4. Необходимо записывать как минимум по две экспозиции для каждого ГОЭ, так как угловая равномерность эффективности недостаточно хороша при записи одной экспозиции (для одной экспозиции падение эффективности на границе «окна ПВО» составляет примерно 50%, для двух экспозиций — около 10%).

Соответственно, ChG материал для записи ГОЭ должен обладать следующими параметрами: 1) $n_0 > 1,8$ (1,9 предпочтительно, $> 1,9$ также приемлемо, но не необходимо); 2) $\Delta n > 0,1$ ($> 0,15$ предпочтительно) — ключевой параметр; 3) толщина от 0,5 до 2 мкм; 4) возможность записи как минимум двух экспозиций для одного ГОЭ.

2. Тестовая запись на первичных образцах

Образцы пленок ChG были предоставлены Институтом общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова РАН. Для тестирования были взяты образцы наиболее распространенного состава As_2S_3 , которые обладают сильным поглощением в синей области видимого спектра, поэтому параметры тестовой записи были выбраны для проведения красного FOV. Образцы

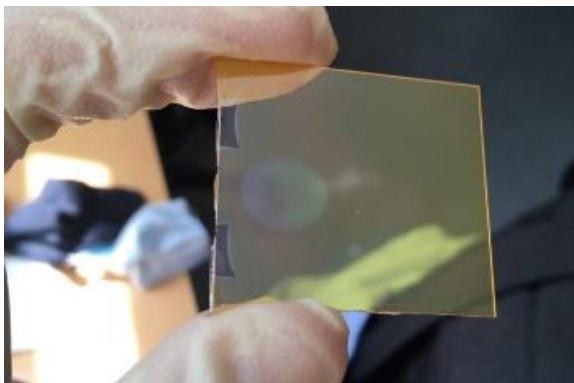


Рис. 4. Образец ChG с записанной поверхностной решёткой



Рис. 5. Изображение красного цвета, проводимое через записанную перископную систему

имели следующие параметры: показатель преломления подложки — 1,7; показатель преломления плёнок ChG — 2,2; толщина плёнок ChG — 1 мкм.

Голографическая запись производилась в стандартной двухлучевой пропускающей схеме при помощи лазера с длиной волны 457 нм, а также красного лазерного диода для контроля дифракционной эффективности в ходе записи; плотность мощности записывающих пучков, поляризация, а также ориентация образцов ChG изменялись для разных актов голографической записи. Объёмные и поверхностные решётки были записаны с плотностью мощностью 20 (для объёмных) и 120 мВт/см² (для поверхностных). Итоговая дифракционная эффективность составила 1% для объёмных ненаклонных решёток при времени записи $t_{\text{exp}} = 3$ мин, и 10% для поверхностных решёток при записи в течение $t_{\text{exp}} = 12$ ч. Фотография поверхностной решётки представлена на рис. 4.

Для проверки работоспособности записанных ГОЭ в перископном режиме, была произведена запись вводного и выводного ГОЭ на одной подложке. Вводной ГОЭ был записан при помощи света с круговой поляризацией с общей плотностью мощности 120 мВт/см² и экспозицией 12 ч. Дифракционная эффективность вводного ГОЭ после записи составила 10%. Выводной ГОЭ с дифракционной эффективностью 1% был записан при помощи линейно-поляризованного света с такой же плотностью мощности в течение 30 с. Фотографии изображения, проводимого через записанную перископную систему, представлены на рис. 5.

Анализируя рис. 5, можно утверждать, что проводимое изображение имеет хорошее разрешение и яркость. Однако необходимо отметить, что только красное и часть зелёного FOV проводится через данную систему, в то время как синяя часть FOV полностью поглощается слоем ChG.

3. Оптимизированные составы ChG

3.1. Первая стадия оптимизации состава ChG

Для увеличения пропускания в синей области видимого спектра, были созданы образцы ChG следующих составов: $\text{As}_{15}\text{S}_{85}$, $\text{As}_{12}\text{S}_{88}$, $\text{As}_{10}\text{S}_{90}$; $\text{Ge}_{20}\text{S}_{80}$, $\text{GeS}(\text{S}_2)$. Один образец As_2S_3 был использо-

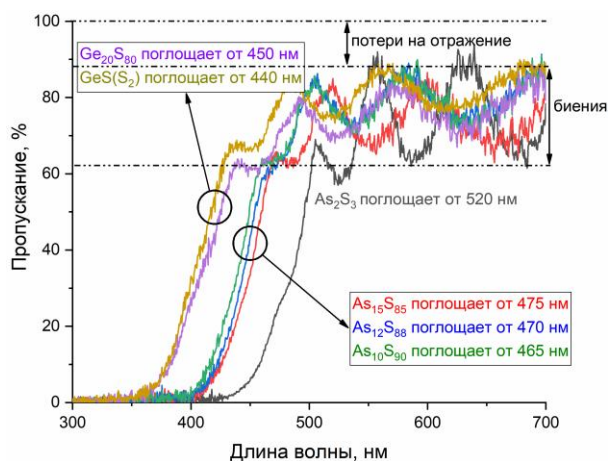


Рис. 6. Спектры пропускания образцов ChG первой стадии оптимизации

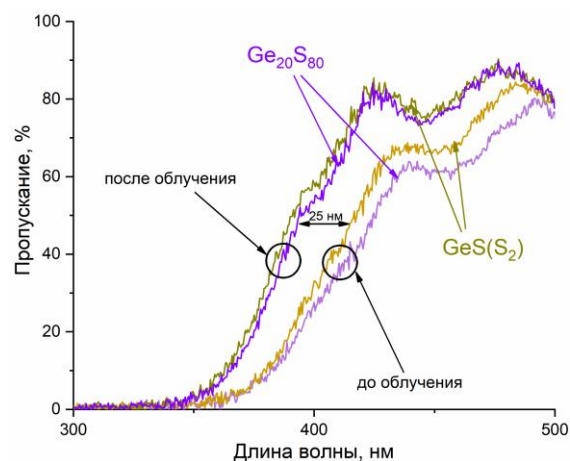


Рис. 7. Спектры пропускания образцов составов типа Ge-S до и после засветки



Рис. 8. Сине-зелёный FOV, проведенный через перископную систему, записанную на образце состава типа Ge-S

ван в качестве контрольного. Толщина слоев ChG для каждого образца составила 700 нм; толщина стеклянной подложки — 0,5 мм; показатель преломления подложки — 1,6. Спектры пропускания образцов представлены на рис. 6.

Как видно из рис. 6, образцы новых составов обладают большим пропусканием в синей области видимого спектра. Составы типа Ge-S не поглощают свет с длиной волны более 440–450 нм; таким образом, эти составы должны проводить синий FOV без значимых потерь, а, значит, они могут быть пригодны для целей AR.

Для проверки фоточувствительности составов типа Ge-S образцы были равномерно засвечены лазером с длиной волны 457 нм. После этого были измерены спектры пропускания засвеченных частей образцов (рис. 7). Сравнение спектров пропускания до и после засветки свидетельствует о сдвиге края полосы поглощения составов типа Ge-S примерно на 25 нм в более коротковолновую область спектра, следовательно, засвеченные регионы становятся практически бесцветными для человеческого глаза.

На новых образцах с составами типа Ge-S была проведена голографическая запись объемных ГОЭ для формирования перископной системы со следующими параметрами: длина волны записи 457 нм, средняя плотность мощности 100 мВт/см², время экспозиции 15–30 мин. Оба состава типа Ge-S показали схожую динамику записи с максимальной дифракционной эффективностью 1%.

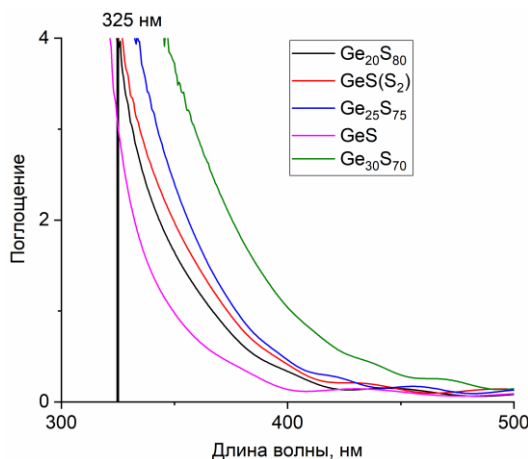


Рис. 9. Спектры поглощения составов типа Ge-S второй стадии оптимизации

Рассматривая проводимое изображение (рис. 8), видно, что его синяя часть хорошо проводится через записанную систему, а FOV ограничен только из-за показателя преломления подложки.

Главная проблема записанной перископной системы — её малая эффективность. Существует несколько способов увеличения эффективности: использование более короткой длины волны записи, запись наклонных решёток, увеличение толщины слоя ChG, а также запись рельефных ГОЭ.

3.2. Вторая стадия оптимизации состава ChG

Для второй стадии были синтезированы пять новых составов типа Ge-S. Новые составы характеризуются сдвигом фундаментальной полосы поглощения в ультрафиолетовую часть спектра (рис. 9). Толщина слоев новых составов составила примерно 1 мкм.

Рис. 9 показывает возможность создания составов ChG, прозрачных во всем видимом спектре. Однако это усложняет процесс голографической записи, так как для эффективной записи необходимо использовать лазер с длиной волны, находящейся в области поглощения материала. В связи с этим, для записи на образцах составов второй стадии был использован He-Cd лазер с длиной волны 325 нм. Динамика голографической записи объемных ГОЭ для всех образцов (рис. 10а) была измерена при помощи зелёного лазерного диода во время записи в интерферометрической схеме Ллойда. Плотность мощности излучения была 230 мкВт/см^2 , период регистрируемых ГОЭ — порядка 1 мкм.

Динамика записи для образцов составов S1($\text{Ge}_{25}\text{S}_{75}$) and $\text{Ge}_{30}\text{S}_{70}$ значительно медленнее, чем для двух других, однако образцы именно этих составов демонстрируют наиболее высокую дифракционную эффективность. В соответствии с наблюдаемым характером динамики, максимальная эффективность может быть достигнута при энергиях экспозиции порядка $80\text{--}90 \text{ Дж/см}^2$. Измеренная дифракционная эффективность в последний момент записи (энергия экспозиции порядка 70 Дж/см^2) составила 0,18%.

Запись рельефных ГОЭ производилась в стандартной пропускающей двухлучевой схеме; для более эффективной записи поляризация регистрирующих пучков была изменена на

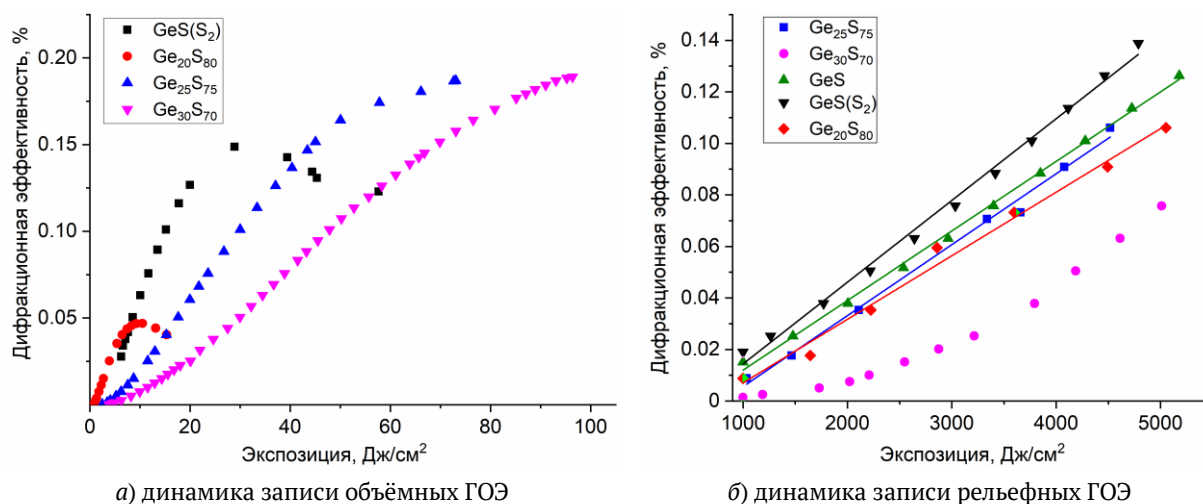


Рис. 10. Динамика голографической записи на образцах составов второй стадии оптимизации для объёмных (а) и рельефных (б) ГОЭ.

+45°/−45° [15]. Плотность мощности записывающего излучения составила 2,105 Вт/см². Рельефные ГОЭ были успешно записаны на всех образцах. Динамика голографической записи была для них схожа (рис. 10б).

Для четырех составов динамика голографической записи является линейной, однако состав Ge₃₀S₇₀ показывает нелинейную динамику записи. При плотности энергии экспозиции 5 кДж/см² практически на всех составах достигается такая же эффективность, как и при записи объёмных ГОЭ.

Заключение

Исследование тонкослойных образцов ChG показало, что FOV, проводимое при помощи волноводов на их основе, может достигать значений более 50° при использовании подложки с высоким показателем преломления. Также возможно добиться высокой прозрачности в синей части видимого спектра посредством оптимизации состава ChG, а эффективность ГОЭ может быть увеличена посредством реализации рельефной записи. Однако голографическая запись на образцах ChG все ещё является малоэффективной. Рельефная запись подразумевает экстремально большие значения плотностей энергии экспозиции для достижения высокой эффективности. Более того, длина волны записи должна быть выбрана в соответствии с составом таким образом, чтобы находиться на краю фундаментальной полосы поглощения. Перечисленные трудности указывают на то, что для создания эффективных и качественных AR-дисплеев на основе волноводов с ChG необходимы дополнительные исследования.

Список источников

- [1] **Extance, A.** Can holograms help replace smartphones? Andy Extance finds that although augmented reality products talk about holograms more than they use them, holographic technology still has huge potential / A. Extance // *Electro Optics*. — 2019. — № 298. — P. 12–16.

- [2] **Sivananthan, A.** [A Feasibility Trial of HoloLens 2™; Using Mixed Reality Headsets to Deliver Remote Bedside Teaching During COVID-19](#) / A. Sivananthan, A. Gueroult, G. Zijlstra, G. Martin, A. Baheerathan, P. Pratt, A. Darzi, N. Patel, J. Kinross // Research Square (Preprint). — Posted. 07.01.2021.
- [3] **Ilie, A.** [Combining head-mounted and projector-based displays for surgical training](#) / A. Ilie, K. L. Low, G. Welch, A. Lastra, H. Fuchs, B. Cairns // Presence: Teleoperators & Virtual Environments. — 2004. — Vol. 13. — № 2. — P. 128–145.
- [4] **Amitai, Y.** [Holographic elements with high efficiency and low aberrations for helmet displays](#) / Y. Amitai, A. A. Friesem, V. Weiss // Applied Optics. — 1989. — Vol. 28. — № 16. — P. 3405–3416.
- [5] **Van Krevelen, D. W. F.** A survey of augmented reality technologies, applications and limitations / D. W. F. Van Krevelen, R. Poelman // International Journal of Virtual Reality. — 2010. — Vol. 9. — № 2. — P. 1–20.
- [6] **Chang, C.** [Toward the next-generation VR/AR optics: a review of holographic near-eye displays from a human-centric perspective](#) / C. Chang, K. Bang, G. Wetzstein, B. Lee, L. Gao // Optica. — 2020. — Vol. 7. — № 11. — P. 1563–1578.
- [7] **Zhan, T.** [Augmented reality and virtual reality displays: Perspectives and challenges](#) / T. Zhan, K. Yin, J. Xiong, Z. He, S. T. Wu // iScience. — 2020. — P. 101397. — 13 p.
- [8] **Kress, B. C.** [Waveguide combiners for mixed reality headsets: a nanophotonics design perspective](#) / B. C. Kress, I. Chatterjee // Nanophotonics. — 2021. — Vol. 10. — № 1. — P. 41–74.
- [9] **Waldern, J. D.** [Wide field of view multiplexed photopolymer consumer AR displays](#) / J. D. Waldern, A. J. Grant, M. M. Popovich // SPIE AR VR MR : Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) : Proceedings of SPIE. — 2020. — Vol. 11310. — P. 113100I. — 12 p.
- [10] **Kress, B. C.** [Optical architecture of HoloLens mixed reality headset](#) / B. C. Kress, W. J. Cummings // Digital Optical Technologies 2017 : Proceedings of SPIE. — 2017. — Vol. 10335. — P. 103350K. — 10 p.
- [11] **Greenhalgh, P. A.** [Diffractive and reflective waveguides: A game of trade-offs \(conference presentation\)](#) / P. A. Greenhalgh // SPIE AR VR MR : Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) : Proceedings of SPIE. — 2020. — Vol. 11310. — P. 113102F.
- [12] **Wheelwright, B.** [Field of view: not just a number](#) / B. Wheelwright, Y. Sulai, Y. Geng, S. Luanava, S. Choi, W. Gao, J. Gollier // SPIE Photonics Europe : Digital Optics for Immersive Displays : Proceedings of SPIE. — 2018. — Vol. 10676. — P. 1067604. — 7 p.
- [13] **Borisov, V. N.** [A DOE-based waveguide architecture of wide field of view display for augmented reality eyewear](#) / V. N. Borisov, N. V. Muravyev, R. A. Okun, A. E. Angervaks, G. N. Vostrikov, M. V. Popov // SPIE AR VR MR : Optical Architectures for Displays and Sensing in Augmented, Virtual, and Mixed Reality (AR, VR, MR) II : Proceedings of SPIE. — 2021. — Vol. 11765. — P. 117650B. — 9 p.
- [14] **Putilin, A. N.** [Holographic waveguide periscopes in augmented reality displays](#) / A. N. Putilin, A. V. Morozov, S. S. Kopenkin, S. E. Dubynin, Y. P. Borodin // Optics and Spectroscopy. — 2020. — Vol. 128. — № 11. — P. 1828–1836.
- [15] **Teteris, J.** [Photoinduced mass transfer in amorphous As₂S₃ films](#) / J. Teteris, U. Gertners, M. Reinfelde // Physica Status Solidi C. — 2011. — Vol. 8. — № 9. — P. 2780–2784.

Прогресс в технологии синтеза и модификации фото-термо-рефрактивных стекол для записи объемных брэгговских решеток

Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, Ю. К. Федоров, Е. С. Мусихина, А. И. Игнатьев, В. А. Асеев, Р. Д. Харисова

Национальный исследовательский университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

Представлен обзорный материал по совершенствованию технологии синтеза и модификации фото-термо-рефрактивных (ФТР) стекол для записи объемных брэгговских решеток. Разработана технология высокотемпературного синтеза ФТР стекла в стекритовых тиглях, которая резко снижает себестоимость стекла по сравнению с синтезом в платиновых тиглях. Эта технология также позволяет увеличить изменение показателя преломления в 2 раза по сравнению со стеклами, полученными синтезом в платиновых тиглях. Разработана технология увеличения показателя преломления ФТР стекол с 1,49 до 1,62 за счет введения при синтезе высокопреломляющих оксидов лантана, иттрия и гафния. Синтезированы новые стекла, в которых рост нанокристаллов NaF реализован на оболочках NaCl-AgCl, вырастающих на наночастицах серебра. Эти стекла могут быть использованы для записи голограмм с низким уровнем рассеяния. Синтезированы новые ФТР стекла, активированные тербием, отвечающем за фоточувствительность стекла. Предложена технология обесцвечивания брэгговских решеток на основе ФТР стекла за счет их облучения импульсным лазером. Предложена технология увеличения оптической и механической прочности голограмм на основе ФТР стекла за счет технологии ионного обмена.

Ключевые слова: фото-термо-рефрактивное стекло, высокотемпературный синтез стекла, объемные брэгговские решетки.

Цитирование: **Никоноров, Н. В.** Прогресс в технологии синтеза и модификации фото-термо-рефрактивных стекол для записи объемных брэгговских решеток / Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, Ю. К. Федоров, Е. С. Мусихина, А. И. Игнатьев, В. А. Асеев, Р. Д. Харисова // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 285–289.

Фото-термо-рефрактивные (ФТР) стекла — это новый класс фоточувствительных материалов, предназначенный для оптической записи информации и объемных фазовых голограмм. В основе записи лежит технология фото-термо-индуцированной кристаллизации стекла, суть которой заключается в следующем. Под действием УФ излучения, длина волны которого совпадает с полосой поглощения церия в ФТР стекле образуются центры в виде кластеров серебра. Последующая термообработка приводит к формированию наночастиц серебра, росту на этих частицах оболочки в виде NaBr-AgBr и дальнейшему росту нанокристаллов NaF на этих оболочках. Поскольку в стекле выделяется фторсодержащая кристаллическая фаза, такие стекла называются фторидными ФТР стеклами. Разница в показателях преломления матрицы фторидного ФТР стекла и нанокристаллов NaF определяет изменение показателя преломления ($\Delta n \approx 10^{-3}$), которое используется для записи объемных голограмм. Помимо фторидных ФТР

стекло [1, 2] в университете ИТМО разработаны еще два класса ФТР стекол, в которых в процессе фото-термо-индуцированной кристаллизации выделяются нанокристаллы бромида (AgBr) и хлорида (AgCl) серебра в виде оболочек на серебряных наночастицах [3, 4]. Соответственно, такие стекла называются хлоридными и бромидными ФТР стеклами.

Можно отметить следующие достоинства ФТР стекол и голограмм на их основе. Голограммы (в том числе, брэгговские решетки) могут быть записаны на большой глубине (0,1–10 мм). Записанные элементы имеют высокую дифракционную эффективность (до 99,9%), а также угловую (менее 0,1 мрад) и спектральную (менее 0,01 нм) селективность. Голограммы, записанные в ФТР стекле, обладают высокой химической устойчивостью, механической и термической прочностью, которые близки коммерческому оптическому стеклу К8 (зарубежный аналог ВК7). Кроме того, они выдерживают воздействие мощного непрерывного и импульсного лазерного излучения. Пороги оптического пробоя ФТР стекла близки к порогам пробоя коммерческого оптического стекла ВК7: 30–40 Дж/см² при импульсном облучении (8 нс, $\lambda = 1064$ нм) и 100 кВт/см² при непрерывном облучении ($\lambda = 1095$ нм). Также стоит отметить, что голограммы могут выдерживать многократный нагрев до высоких температур (400 °С) без потери своих свойств.

Достоинством ФТР стекол, как материала для записи голограмм, также является его однородность (флуктуации показателя преломления в объеме порядка 10^{-5}) и воспроизводимость характеристик как при синтезе исходного стекла, подобно оптическому стеклу К8 (ВК7), так и при фото-термо-индуцированной кристаллизации. ФТР стекла допускают применение традиционных методов механической обработки — шлифование и полирование, а также разнообразные технологии формования (например, прессование, молирование и создание асферических поверхностей). Также возможна вытяжка оптического волокна из ФТР стекла. Изготовление ФТР стекла можно осуществлять в лабораторных условиях (до 5–10 кг) с использованием простой и нетоксичной технологии. При этом химические реактивы, необходимые для синтеза стекла, являются коммерчески доступными и недорогими.

У ФТР стекол есть также свои недостатки, которые ограничивают их широкое использование в фотонике и, соответственно, ставят задачи по совершенствованию их состава, технологии синтеза и оптической записи голограмм:

1. Сегодня рынок голографических оптических элементов (ГОЭ) на основе ФТР большой. Соответственно и потребность в высококачественных ФТР стеклах большая. Однако технология синтеза фторидных, бромидных и хлоридных ФТР стекол чрезвычайно трудоемкая, поскольку матрица стекла содержит высокую концентрацию кремнезема ($\text{SiO}_2 \approx 72$ мол. %), который повышает вязкость стекла, что влияет на получение однородных заготовок особенно при выработке стекла в форму после его синтеза. Кроме того, ФТР стекло содержит ряд добавок (серебро, галогениды), которые существенным образом влияют на оптическое качество стекла, его фоточувствительность, оптические потери и изменение показателя преломления. Синтез происходит при высоких температурах (1500 °С) в платиновых тиглях. В свою очередь,

платиновые тигли при многократном высокотемпературном синтезе деформируются, требуют ремонта или замены. Поскольку стоимость платиновых тиглей высокая, то это отражается на стоимости самого ФТР стекла. Поэтому встает задача по разработке технологии синтеза ФТР стекол в более дешевых тиглях, при сохранении оптического качества стекла и его ключевых характеристик (фоточувствительности, оптические потери и изменение показателя преломления). Переход от платиновых тиглей, например, к стекритовым позволит не только снизить себестоимость ФТР стекла, но также решить задачу по увеличению объемов тиглей (сотни литров), т. е. задачу масштабирования и промышленного выпуска ФТР стекол, ориентируясь на потребности рынка современных ГОЭ.

2. Показатель преломления ФТР стекла составляет 1,49. Для ряда задач, например, для очков (дисплеев) дополненной реальности, которые основаны на мультиплексных голограммах требуются большой показатель преломления. Однако информация о ФТР стеклах с большим показателем преломления в литературе отсутствует. Поэтому встает задача по разработке ФТР стекол с большим показателем преломления.

3. Для многих ГОЭ, работающих в лазерных системах, важным требованием является малые оптические потери. Оптические потери являются одним из главных факторов, которые на сегодняшний день сдерживают широкое применение ГОЭ на основе ФТР стекол. Оптические потери в ФТР стекле обусловлены двумя факторами. Во-первых, высоким уровнем рассеяния за счет того, что размеры нанокристаллов NaF, как в случае фторидных ФТР стекол, большие (десятки нм). Для бромидных и хлоридных ФТР стекол размер нанокристаллов в несколько раз меньше, чем у фторидных. Поэтому вклад рассеяния в общие потери для таких стекол невелик. Во-вторых, высоким уровнем наведенного поглощения в коротковолновом видимом диапазоне, обусловленного прежде всего полосой поглощения наночастиц серебра в спектральной области 420–450 нм. Для фторидных ФТР стекол эта проблема не такая критическая, поскольку наведенные потери малы и не превышают $0,1 \text{ см}^{-1}$. Но для бромидных и хлоридных ФТР стекол, у которых наведенные потери могут превышать 100 см^{-1} , решение этой проблемы крайне актуально. Поэтому разработка методов уменьшения потерь для фторидных, хлоридных и бромидных ФТР стекол является важной задачей для создания высокоэффективных ГОЭ.

4. Сегодня существует большая потребность в ГОЭ для работы в мощных лазерных системах (сумматоры лазерных пучков, компрессоры для сжатия лазерных импульсов, узкополосные спектральные и пространственные фильтры и т. д.). В этом контексте голограммы на ФТР стекле являются наиболее перспективными и востребованными, по сравнению с традиционными фоточувствительными материалами (галоидосеребряными эмульсиями, бихромированной желатиной, фотополимерами). Несмотря на высокую оптическую прочность ФТР стекла, требования к этой характеристике в современных лазерных системах повышаются. Поэтому встает задача дополнительного упрочнения поверхности голограмм на основе ФТР стекол к воздействию лазерного излучения.

5. За фоточувствительность в ФТР стекле отвечают ионы трехвалентного церия, имеющие полосу поглощения в районе 310 нм, и которые выполняют роль доноров электронов. Акцепторами фотоэлектронов являются ионы серебра и сурьмы. Поэтому для записи ГОЭ на ФТР стеклах используется единственный источник — непрерывный гелий-кадмиевый лазер с высокой длиной когерентности, длина волны которого (325 нм) близка к полосе поглощения трехвалентного церия. Таким образом, использование церия существенно ограничивает возможности записи ГОЭ по сравнению с традиционными голографическими средами, для которых используются более дешевые лазерные источники широкого спектрального диапазона (от видимого до ближнего ИК). Поэтому встает задача как по увеличению фоточувствительности ФТР стекол, так и по расширению их спектрального диапазона фоточувствительности.

Настоящая работа ориентирована на решение поставленных задач:

1. В работе разработана технология высокотемпературного синтеза ФТР стекла в стекриновых тиглях, которая резко снижает себестоимость стекла по сравнению с синтезом в платиновых тиглях. Эта технология также позволяет увеличить изменение показателя преломления в 2 раза по сравнению со стеклами, полученными синтезом в платиновых тиглях. Переход от платиновых тиглей открывает возможности масштабирования технологии синтеза ФТР стекол в промышленных условиях.

2. Разработана технология увеличения показателя преломления ФТР стекол с 1,49 до 1,62 за счет введения при синтезе высокопреломляющих оксидов лантана, иттрия и гафния.

3. Разработаны методы по снижению оптических потерь в ФТР стеклах. Для фторидных ФТР стекол предложен следующий подход. Рост нанокристаллов NaF реализован не на оболочках NaBr-AgBr (как в случае классических ФТР стекол), а на оболочках NaCl-AgCl. Хлорсодержащие стекла позволяют вводить высокую концентрацию серебра по сравнению с бромсодержащими. В результате увеличения центров кристаллизации (серебряных наночастиц) на оболочках NaCl-AgCl вырастают кристаллы NaF меньшего размера, чем на оболочках NaBr-AgBr.

Для чисто бромидных и хлоридных ФТР стекол, у которых размер нанокристаллов (AgBr и AgCl) сравнительно небольшой, проблема, связанная со сверхвысоким поглощением за счет высокой концентрации наночастиц серебра, решается следующим образом. Наночастицы могут быть разрушены до атомарного состояния и кластеров при использовании импульсного лазерного излучения. При этом оболочки в виде нанокристаллов AgBr и AgCl сохраняются. Такой процесс фотообесцвечивания приводит к трансформации амплитудно-фазовой голограммы в чисто фазовую.

4. Для увеличения механической прочности и лучевой стойкости голограмм на основе ФТР стекол в настоящей работе предложена технология ионного обмена. ФТР стекла содержат щелочную компоненту (ионы натрия), и к таким стеклам применима ионообменная технология. Например, возможно заменять ионы натрия в ФТР стекле на ионы калия, рубидия, цезия из внешнего источника (например, расплава соли), у которых ионный радиус больше, чем у

ионов натрия. При обмене ионов разного радиуса в ФТР стекле возникают механические сжимающие напряжения, которые могут достигать десятков МПа. Эта технология позволяет повышать показатель преломления ($\Delta n = 10^{-3}$) на поверхности ФТР стекла и создавать ионообменные оптические K^+ , Rb^+ и Cs^+ волноводы. Кроме того, она позволяет упрочнять поверхность за счет сжимающих диффузионных напряжений [16], т. е. повышать механическую, термическую и оптическую прочность ФТР стекла. Это важное обстоятельство для использования ГОЭ на основе ФТР стекол в мощных лазерных системах.

5. Синтезированы новые фторидные ФТР стекла, у которых церий заменен на тербий. Первые эксперименты показали, что под действием УФ облучения и последующей термообработки изменение показателя преломления составляет 10×10^{-4} . Т. е. тербий можно рассматривать как ион, отвечающий за фоточувствительность ФТР стекла. Таким образом, использование чистого тербия или в сочетании тербия с церием открывает перспективы увеличения фоточувствительности и расширения спектрального диапазона фоточувствительности.

Таким образом, можно заключить, что ФТР стекла имеют большой потенциал как голографическая среда, которую можно совершенствовать разнообразными методами. Сегодня такие среды крайне востребованы при создании ГОЭ и устройств фотоники нового поколения.

Список источников

- [1] **Nikonorov, N.** [New photo-thermo-refractive glasses for holographic optical elements: properties and applications](#) / N. Nikonorov, S. Ivanov, V. Dubrovin, A. Ignatiev // Holographic materials and optical systems / edited by I. Nayadenova, D. Nazarova, T. Babeva. — InTech, 2017. — P. 435–461.
- [2] **Nikonorov, N.** [Photonic, plasmonic, fluidic, and luminescent devices based on new polyfunctional photo-thermo-refractive glass](#) // N. Nikonorov, V. Aseev, V. Dubrovin, A. Ignatiev, S. Ivanov, Y. Sgibnev, A. Sidorov // Optics, Photonics and Laser Technology. Springer Series in Optical Sciences. — 2018. — Vol. 218. — P. 83–113.
- [3] **Dubrovin, V.** [Bromide photo-thermo-refractive glass for volume Bragg gratings and waveguide structure recording](#) / V. Dubrovin, N. Nikonorov, A. Ignatiev // Optical Materials Express. — 2017. — Vol. 7. — № 7. — P. 2280–2292.
- [4] **Klyukin, D.** [Volume Bragg gratings in chloride photo-thermo-refractive glass after femtosecond laser bleaching](#) / D. Klyukin, V. Krykova, S. Ivanov, P. Obraztsov, M. Silvennoinen, N. Nikonorov // Optical Materials Express. — 2017. — Vol. 7. — № 11. — P. 4131–4137.

Методы глубокого обучения для задач голографии и оптико-цифровой голографической обработки информации — обзор

Р. С. Стариков

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В настоящем обзорном докладе рассматриваются новейшие достижения в области применения методов глубокого обучения для синтеза голографических и дифракционных элементов, а также обсуждаются современные возможности применения методов глубокого обучения в голографических оптико-цифровых системах обработки информации.

Ключевые слова: компьютерно синтезированные голограммы, компьютерно синтезированные дифракционные оптические элементы, глубокое обучение, ИИ, оптико-цифровые системы, голографическая обработка информации.

Цитирование: **Стариков, Р. С.** Методы глубокого обучения для задач голографии и оптико-цифровой голографической обработки информации — обзор / Р. С. Стариков // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 290–290.

В настоящее время в мире достигнут впечатляющий прогресс в области методов искусственного интеллекта, базирующихся на использовании нейронных сетей глубокого обучения, который обусловил быстрое увеличение числа областей их практического применения. Данный доклад посвящён обсуждению возможностей методов глубокого обучения применительно к ряду задач голографии и дифракционной оптики. В докладе приводятся новейшие мировые достижения в данной области, а также некоторые оригинальные результаты. Прежде всего, представлены и обсуждаются работы в области нейросетевого компьютерного синтеза собственно голограмм и дифракционных оптических элементов. Отдельное внимание уделяется вопросам, связанным с применением методов глубокого обучения для синтеза голограмм и дифракционных элементов, используемых в современных оптико-цифровых системах обработки изображений в качестве фильтров пространственных частот, также обсуждаются возможности цифровой нейросетевой постобработки выходных сигналов таких систем, повышающей качество их работы. С учётом предыдущего, рассматриваются оптико-цифровые дифракционные системы пространственной фильтрации в качестве средств поддержки нейроподобных вычислений. Дополнительно, перечисляются примеры попыток коммерциализации интеллектуальных оптико-голографических систем. В качестве особого выделенного направления, представлены результаты передовых работ по созданию высокопроизводительных систем искусственного интеллекта на базе дифракционных оптических систем.

Применение интерференционных приборов для измерения параметров подложек лазерных зеркал

И. Ю. Цельмина¹, Г. Н. Вишняков²

¹ АО «Раменский приборостроительный завод», Раменское, Россия

² ФГУП «Всероссийский научно исследовательский институт оптико-физических измерений»,
Москва, Россия

Основным элементом кольцевого лазера являются плоские и сферические зеркала. Коэффициент отражения и основные геометрические параметры зеркал на 70% зависят от качества подложек этих зеркал, которые чаще всего изготавливаются из кварца и ситалла. Основные требования, предъявляемые к подложкам, — это оптическая чистота, форма и шероховатость поверхности, радиус кривизны и децентровка сферической поверхности. Для достижения и контроля заданных параметров подложек при разработке технологических процессов их изготовления широко применяются различные интерференционные приборы. В настоящей работе обобщен опыт применения интерференционных приборов на производстве, приведены результаты измерений при отработке технологического процесса изготовления подложек зеркал с применением линейки таких интерференционных средств измерений, как интерферометр «белого света», интерференционный профилометр ПИК-30, интерференционный микроскоп.

Ключевые слова: лазерные зеркала, интерферометр, шероховатость, радиус кривизны.

Цитирование: Цельмина, И. Ю. Применение интерференционных приборов для измерения параметров подложек лазерных зеркал / И. Ю. Цельмина, Г. Н. Вишняков // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 291–293.

Применение интерферометра фазового сдвига ПИК-30 [1, 3, 7–9] (производство ФГУП «ВНИИОФИ») позволило отработать технологию механической обработки сферической поверхности многодетальным методом. Благодаря измерениям и анализу полученных данных откорректированы режимы обработки, выполнен перерасчет оснащения, отработан этап блокирования деталей. В результате точность выполнения радиуса кривизны сферической поверхности в диапазоне от 2000 до 7000 мм составила ± 5 мм, причем не для одной детали, а для блока из 30 подложек. Процент годных деталей по радиусу кривизны вырос с 65% до 99%. Процент годных деталей по децентровке (отклонение центра сферической поверхности от оси диаметра детали) также вырос с 76% до 93%.

Применение лазерного конфокального микроскопа привело к разработке, отработке и внедрению технологии химической обработки для достижения необходимых требований по оптической чистоте поверхностей подложек. Выявлены этапы возникновения образований, представленных на рис. 1, на поверхностях сферических подложек зеркал, которые были своевременно исключены. В настоящее время на 100% поверхностей отсутствуют паразитные точки, вместо 50% до применения микроскопа. Изображения поверхностей до и после разработки технологии с применением микроскопа представлены на рис. 2.

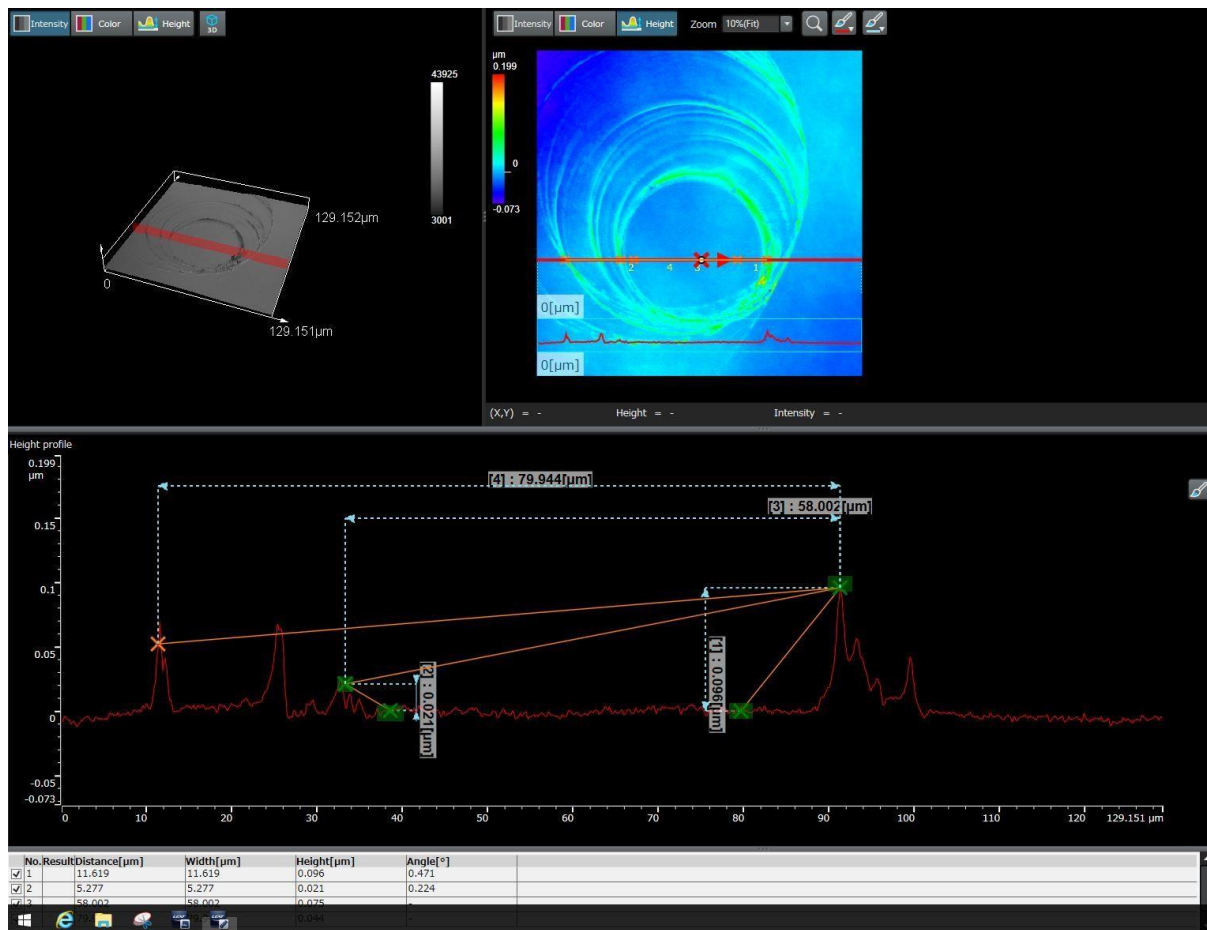


Рис. 1. Образования на поверхности подложки зеркала

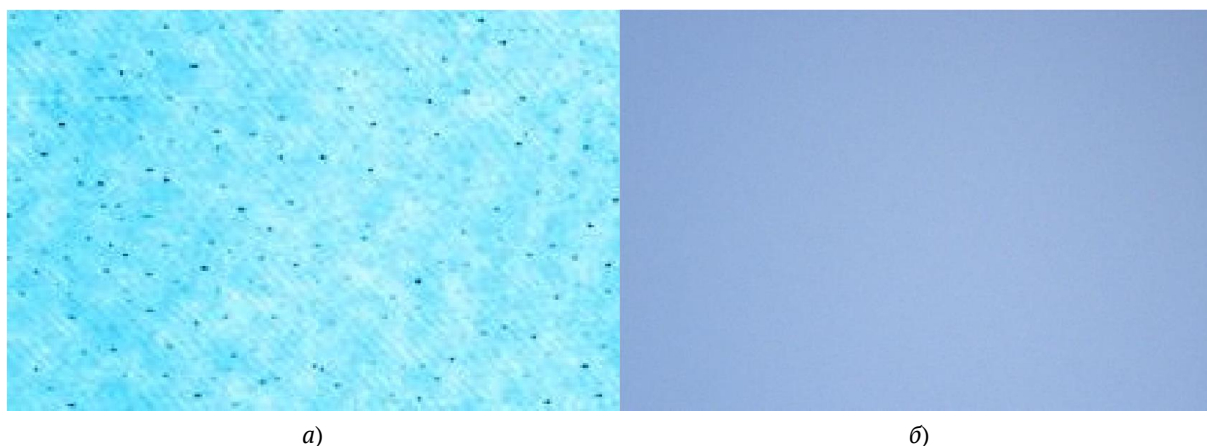


Рис. 2. Качество поверхности подложки до разработки технологии с применением микроскопа (а) и после (б). Увеличение 500×, размер кадра 5 × 5 мм²

Применение интерферометра «белого света» [2, 4–6, 10] для измерения параметров шероховатости подложек лазерных зеркал позволило достичь шероховатость поверхности сферической области подложки в диапазоне 0,7–0,4 Å, вместо 1,5–0,7 Å. Для достижения таких параметров данное исследование позволило подобрать необходимые материалы для механической обработки, последовательность их применения, отработать режимы обработки и откорректировать расчетные характеристики оснащения для используемого оборудования.

Заключение

Благодаря правильно подобранной линейке средств интерференционных измерений появилась возможность исследований и анализа полученных данных, которые затем использовались для отработки технологии химико-механической обработки деталей, что повлекло за собой выполнение всех требуемых характеристик изготавливаемых изделий.

Список источников

- [1] **Вишняков, Г. Н.** Автоматизированный интерферометр для контроля плоских и сферических полированных поверхностей / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин, В. Л. Минаев, И. Ю. Цельмина // Оптический журнал. — 2013. — № 5. — С. 76–82.
- [2] **Вишняков, Г. Н.** Исследование качества оптической поверхности, обработанной полиуретанами оптическими / Г. Н. Вишняков, И. Ю. Цельмина // Оптический журнал. — 2012. — № 12. — С. 68–71.
- [3] **Вишняков, Г. Н.** Измерение радиуса кривизны и децентровки подложек лазерных зеркал на компьютерном интерференционном профилометре / Г. Н. Вишняков, И. Ю. Цельмина // Измерительная техника. — 2012. — № 8. — С. 37–39.
- [4] **Моисеев, Н. Н.** Измерение параметров шероховатости на интерференционном микроскопе / Н. Н. Моисеев, И. Ю. Цельмина // Метрология. — 2012. — № 5. — С. 19–21.
- [5] **Вишняков, Г. Н.** Интерференционная микроскопия субнанометрового разрешения по глубине. Численное моделирование / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин, В. Л. Минаев, И. Ю. Цельмина // Оптика и спектроскопия. — 2013. — Том 115. — № 6. — С. 168–174.
- [6] **Вишняков, Г. Н.** Интерференционная микроскопия субнанометрового разрешения по глубине / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин, В. Л. Минаев, И. Ю. Цельмина // Мир голографии. — 2013. — Том 1. — № 1. — С. 157–159.
- [7] **Вишняков, Г. Н.** Интерференционные измерения геометрических параметров подложек лазерных зеркал / Г. Н. Вишняков, И. Ю. Цельмина // Сборник докладов XVII конференции «Фотометрия и ее метрологическое обеспечение». — М. : 2008. — С. 41–43.
- [8] **Вишняков, Г. Н.** Интерференционный метод контроля геометрических параметров подложек лазерных зеркал / Г. Н. Вишняков, А. Г. Ломакин, И. Ю. Цельмина // Сборник докладов V научно-практической конференции «Голография в России и за рубежом» (Санкт-Петербург). — М. : 2008. — С. 222–223.
- [9] **Вишняков, Г. Н.** Применение интерферометра «белого света» для измерения профиля и шероховатости поверхности оптических деталей / Г. Н. Вишняков, Э. Ю. Левина, И. Ю. Цельмина // Научно-практическая конференция «Голография в России и за рубежом. Наука и практика» (Москва). — М. : 2009. — С. 72.
- [10] **Вишняков, Г. Н.** Интерферометрия фазовых шагов с модуляцией длины волны лазерного диода / Г. Н. Вишняков, Г. Г. Левин, И. Ю. Цельмина // Научно-практическая конференция «Голография в России и за рубежом. Наука и практика» (Москва). — М. : 2011. — С. 205–206.

Цифровая голография для современных промышленных применений

В. М. Петров¹, В. В. Сементин², Д. В. Венедиктов¹, А. П. Погода²

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Современные промышленные применения как, например, 3-D аддитивная печать накладывает жёсткие требования на производительность систем цифрового голографического контроля. В докладе обсуждаются различные варианты цифровой голографии, с учётом требований к вычислительным мощностям.

Ключевые слова: цифровая голография, двухдлинноволновая голография, динамическая голография.

Цитирование: **Петров, В. М.** Цифровая голография для современных промышленных применений / В. М. Петров, В. В. Сементин, Д. В. Венедиктов, А. П. Погода // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 294–295.

Введение

Голографические системы контроля обеспечивают высокоточное измерение вариаций поверхности различных объектов, в том числе и осциллирующих во времени, что делает их востребованными во многих практических применениях. Современные голографические интерферометры позволяют надёжно измерять пространственные вариации отражающей поверхности вплоть до долей нм [1]. Ситуация существенно меняется, когда необходимо измерить вариации поверхности, заметно превышающие одну длину волны используемого излучения. В этом случае число возникающих интерференционных полос заметно возрастает, что затрудняет цифровую расшифровку интерферограммы. Тем не менее, задачи голографического контроля именно таких поверхностей становятся всё более актуальными. Такие задачи, например, возникают при разработке системы контроля качества поверхности, создаваемой в процессе 3-D аддитивной печати изделий из металлического порошка.

Оценка требований и эксперимент

Использование цифровых голографических систем контроля качества поверхности, создаваемой при периодической послойной аддитивной печати 3-D объекта выдвигает достаточно жёсткие требования. Как правило, площадь исследуемой плоскости может составлять до 10 см², при этом на ней необходимо обнаружить дефект поверхности площадью не более 5 × 10² мкм и глубиной до 25 мкм. Учитывая цикличность работы 3-D принтера, на обработку изображения, поиск дефекта и принятие решения, может отводиться не более единиц секунд, что накладывает очень серьёзные требования к вычислительным мощностям и организации самой процедуры получения цифровой голограммы.

В настоящее время хорошо развиты технологии как голографии, использующей одну длину волны, так и т. н. «двухдлинноволновая голография», использующая две, относительно

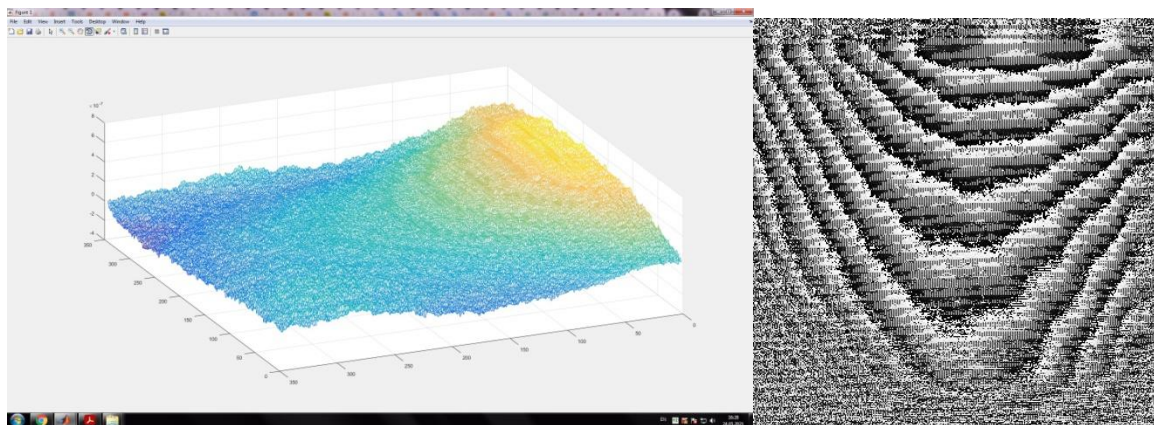


Рис. 1. Пример цифрового восстановления голограммы поверхности с большим перепадом профиля

близко расположенные длины волны. Возможность получения интерференционной картины, с периодом Λ , созданным двумя длинами волн λ_1 и λ_2 , существенно расширяет возможности голографического контроля [2].

$$\Lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (1)$$

Такая методика особенно успешно реализуется при помощи импульсного лазера на основе $\text{LiSrAlF}_6:\text{Cr}$, одновременно обеспечивающего генерацию на двух, близко расположенных длинах волн, например, — на длине волны 828 нм и на длинах волн в диапазоне 830–850 нм.

Другой технологией, которая также существенно повышает качество регистрируемой голограммы, является создание периодической фазовой модуляции в одном из плеч интерферометра [3]. Периодическая фазовая модуляция одного из падающих лучей обеспечивает периодическое перемещение интерференционной картины на частоте модуляции, что позволяет существенно снизить уровень шумов и влияние вибрации, однако, это существенно увеличивает требования к вычислительной мощности используемого компьютера.

Заключение

Нами были проанализированы различные технологии цифровой голографии, которые могут быть использованы для оперативного, т. е. в реальном времени голографического контроля качества поверхности в процессе 3-D аддитивной печати.

Список источников

- [1] Петров, В. М. Адаптивные голографические интерферометры для наномеханики / В. М. Петров. — СПб. : Лань, 2018. — 192 с.
- [2] Wagner, C. [Direct shape measurements by digital wavefront reconstruction and multiwavelength contouring](#) / C. Wagner, W. Osten, S. Seebacher // Optical Engineering. — 2000. — Vol. 39. — № 1. — P. 79–85.
- [3] Petrov, V. M. [Optical detection of the Casimir Force between the macroscopic objects](#) / V. M. Petrov, M. P. Petrov, V. V. Bryksin, J. Petter, T. Tschudi // Optics Letters. — 2006. — Vol. 31. — № 21. — P. 3167–3169.

Оптическое кодирование матричных контейнеров цифровых данных в пространственно-некогерентном свете

В. В. Краснов, И. П. Рябцев, А. В. Шифрина

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Разработан универсальный матричный контейнер цифровых данных с широкими диапазонами настраиваемых параметров для использования в системах оптической обработки информации. Применение для коррекции ошибок кодов Боуза — Чоудхури — Хоквингема обеспечивает высокую устойчивость нового контейнера к шумам и искажениям. По результатам экспериментов, новый контейнер способен скорректировать до 7 раз большее количество ошибок по сравнению с QR-кодом версии Н при 1,5 раза меньшей плотности записи информации. Результаты оптических экспериментов по кодированию бинарных и 4-х градационных контейнеров размером до 256×256 элементов в безлинзовой схеме с пространственно-некогерентным освещением демонстрируют безошибочное декодирование информации.

Ключевые слова: оптическое кодирование, контейнер цифровых данных, коды коррекции ошибок, пространственно-некогерентное освещение, безлинзовая схема, жидкокристаллический пространственно-временной модулятор света.

Цитирование: Краснов, В. В. Оптическое кодирование матричных контейнеров цифровых данных в пространственно-некогерентном свете / В. В. Краснов, И. П. Рябцев, А. В. Шифрина // НОЛОЕХРО 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 296–305.

Введение

Для ввода цифровых данных в оптическую систему используются три основных способа: прямое представление, цифровое представление с использованием кодировок и упаковка информации в специализированные контейнеры. Наиболее часто используются первый и третий способ [1–3]. В случае систем оптического кодирования информации такой выбор обусловлен значительным уровнем шумов в системе: информация представляется в виде крупных уединенных изображений либо применяются устойчивые к шумам контейнеры.

Самым простым способом ввода цифровой информации в оптическую систему является прямое представление, которое сводится к использованию уединенных изображений, чаще всего бинарных. Основными недостатками этого способа ввода являются низкая скорость ввода и высокий уровень помех. Низкая скорость обусловлена тем, что в большинстве случаев на изображении помещается лишь небольшой текст. При уплотнении размещения информации, например, за счет уменьшения шрифта или межстрочных интервалов, шумы, возникающие в оптической системе, приводят к низкому качеству зарегистрированного изображения.

Другим распространенным способом ввода цифровой информации в оптическую систему является применения специализированных матричных контейнеров. Наиболее популярным матричным контейнером цифровых данных, используемым в оптических системах, на сегодняшний день является QR-код [4–8]. Главными преимуществами QR-кодов являются

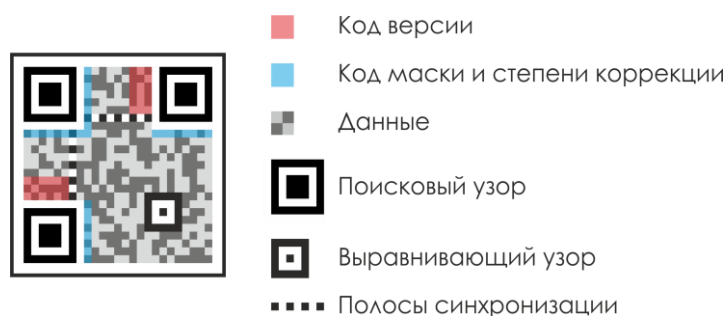


Рис. 1. Составные элементы QR-кода

большая информационная емкость и возможность коррекции ошибок при извлечении информации. Помимо закодированной информации QR-коды содержат набор служебных элементов (рис. 1).

Несмотря на свою распространенность QR-коды имеют ряд недостатков при применении их для задач оптического кодирования.

Избыточное для задач оптического кодирования количество служебных элементов приводит с одной стороны к более низкой плотности записи информации, с другой — к невозможности декодирования всего QR-кода в случае повреждения служебного блока. Также к недостаткам относятся ограниченный набор размеров контейнеров (от 21×21 отсчетов в версии 1, до 177×177 отсчетов в версии 40) и ограниченный набор степеней коррекции ошибок (L — 7%, M — 15%, Q — 25%, H — 30%). Кроме того, наличие хорошо различимых служебных блоков и строго прямых границ является демаскирующим фактором.

1. Матричный контейнер цифровых данных на основе кодов с коррекцией ошибок

Задача создания нового матричного контейнера цифровых данных (МКЦД), специализированного именно для задач систем оптического кодирования, определяется отсутствием готового решения. Методы, используемые сейчас для представления данных в графическом виде, обладают рядом недостатков: или они высокочувствительны к искажениям, возникающим в оптической системе (прямое представление), или обладают неподходящими жёстко заданными характеристиками и избыточными служебными элементами (QR-коды).

Однако принципы, на которых основан самый популярный из используемых в оптическом кодировании контейнер — QR-код, — несомненно полезны. В первую очередь это использование кодов с коррекцией ошибок. Таким образом разрабатывать новый контейнер было решено используя схожие принципы и учитывая проанализированные выше недостатки.

В основе предлагаемого МКЦД так же, как и в случае QR-кодов, лежит использование кодов с коррекцией ошибок. Однако вместо байтовых РС кодов используются бинарные коды Боуза — Чоудхури — Хоквингема (БЧХ коды). Они лучше приспособлены для работы с данными, представленными в бинарном виде, что позволяет без дополнительных затрат коди-

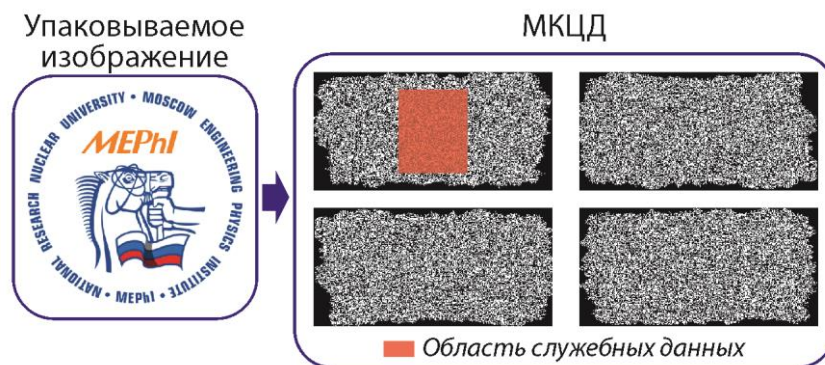


Рис. 2. Упаковка графического файла в МКЦД, представляющий собой последовательность из четырёх связанных между собой сообщений

ровать не только текстовые сообщения, но вообще любую информацию, считывая содержащий её файл в битовом представлении. Хотя формально количество ошибок, которые может скорректировать БЧХ код ниже, чем РС код, в графическом представлении в случае БЧХ кодов считаются ошибки в отдельных модулях, а не в блоках по 8 модулей, как для РС кодов. Как будет показано далее, для оптических задач эта разница существенна и компенсирует формально более низкую степень избыточности БЧХ кодов.

Сам по себе МКЦД не накладывает никаких ограничений на формат упаковываемых в него данных. Это могут быть как буквенно-числовые последовательности, так и аудио— или видеофайлы, изображения и т. д. Упаковываемый файл считывается из памяти компьютера как битовая строка, и все последующие операции осуществляются уже с ней. Как следствие, нет и строгих ограничений на размер упаковываемого файла.

Т. к. современный медиа-контент оперирует размерами порядка Гб, в общем случае один файл упаковывается в несколько контейнеров. Чтобы избежать уменьшения области полезных данных из-за дублирования служебной информации, мы разделили служебные и информационные элементы МКЦД и сформировали его как последовательность из нескольких сообщений (изображений). По центру первого сообщения расположен блок служебных данных, все остальные сообщения содержат только кодированные данные.

На рис. 2 приведён пример упаковки полноцветного изображения в МКЦД, представляющий собой последовательность из четырёх связанных между бинарных сообщений. Упаковываемое изображение имело следующие параметры: размер 128×128 пикселей, 10 Кб, формат JPG. Каждое из сообщений МКЦД было бинарным и имело размер 128×256 модулей.

В общем случае все сообщения МКЦД обладают двумя внешними элементами: это накладываемая поверх сообщения выравнивающая маска и контур произвольной формы. Как и в случае QR-кодов, маска — это паттерн, накладываемый на сообщение для выравнивания его средней яркости и устранения участков, состоящих только из белых или чёрных модулей. Маска накладывается и снимается с использованием логической операции XOR, благодаря чему исходные данные могут быть восстановлены однозначно. Однако в отличие от QR-

кодов, маски, используемые в МКЦД, генерируются случайно, что может служить дополнительной степенью защиты упакованных данных.

Контур произвольной формы создан для сглаживания чётких границ, проступающих в кодированном изображении при использовании МКЦД в некоторых системах оптического кодирования. Контур создаётся случайным образом, доступным для управления параметром является его ширина. Использование контура опционально.

Вся информация о параметрах МКЦД и упакованного в него файла размещается в центре первого сообщения в виде служебного блока. Блок состоит из десяти элементов, каждый из которых содержит информацию об одном из следующих параметров:

– Полный размер сообщения (с учётом выбранной ширины контура произвольной формы при его наличии). Размером может быть указана любая пара целых неотрицательных чисел больше 64 (ограничение на минимальный размер связано с размером служебного блока 64×52 модуля). Однако стоит учитывать, что слишком большие сообщения не имеют практического смысла, поскольку существует ограничение в виде разрешения ПВМС, на который планируется выводить сообщения. Размеры по осям X и Y независимы.

– Значение длины блока БЧХ кода n . Как будет показано далее, существует оптимальная длина блока в 511 бит, однако она может быть выбрана и меньше в случае использования МКЦД с малыми размерами сообщений. В общем случае область полезных данных, доступная для записи, не кратная размеру одного блока, и эта разница приводит к потерям в плотности записи (например, для сообщения размером 70×70 модулей и длиной блока 511 бит в каждом сообщении будет оставаться незаполненным примерно 6,5% области полезных данных). Чтобы избежать таких потерь, возможен переход к более коротким длинам блока.

– Степень избыточности БЧХ кода. Важно отметить, что данный параметр определяет именно избыточность БЧХ кода, а не самого контейнера. Степень избыточности МКЦД ниже, что объясняется гауссовым характером распределения шумов в сообщении. Также дополнительные ограничения накладывает выбранная длина блока БЧХ кода. Длина блока и степень избыточности задают коэффициенты БЧХ кода, используемого для кодирования упаковываемых данных.

– Формат упаковываемого файла. Поскольку упакованные в контейнер данные, прочитанные побитово, впоследствии надо будет извлечь и восстановить исходный файл, необходимо сохранить и передать информацию о его формате.

– Стартовое значение ядра генератора случайных чисел для создания маски. Как было отмечено ранее, накладываемые на сообщения маски генерируются случайно. Для этого используется генератор случайных чисел. Его ядро, используемое для создания маски для второго сообщения, передаётся в служебном блоке. Для всех последующих сообщений новые значения ядра получаются добавлением к стартовому значению фиксированного числа (например, порядкового номера этого сообщения).

– Количество градаций яркости сообщений. Формального ограничения на количество градаций яркости МКЦД сам по себе не накладывает, на практике же оно будет ограничено ОСШ регистрирующей камеры.

– Ширина контура произвольной формы или же его отсутствие. Задается в процентах от размера области полезных данных сообщения, и определяет ширину контура с одной стороны.

– Количество сообщений. Показывает, сколько последующих сообщений относится к одному передаваемому файлу.

– Степень заполненности последнего сообщения. В общем случае последнее сообщение в последовательности заполнено не полностью (т. к. длина упаковываемого файла не кратна информационной ёмкости одного сообщения) и при извлечении данных необходимо определить, какую часть сообщения они занимают.

Каждый из перечисленных выше параметров либо задаётся пользователем в виде численного значения (размер сообщения, длина блока БЧХ кода и его степень избыточности, количество градаций яркости, ширина контура произвольной формы), задаётся произвольно (стартовое значение ядра генератора случайных чисел) либо определяется на основе упаковываемого файла (формат, количество сообщений, степень заполненности последнего сообщения). После определения, все параметры (кроме степени заполненности) кодируются высокоустойчивым кодом БЧХ{255, 13} (вплоть до 59 ошибок может быть скорректировано в блоке длиной 255 бит, что соответствует степени избыточности 23,1%) Степень заполненности кодируется кодом БЧХ{511, 28} (вплоть до 111 ошибок в блоке 511 бит, степень избыточности 21,7%). Большая длина блока для степени заполненности необходима для сохранения схожей степени избыточности при большей длине входных данных.

Второй коэффициент БЧХ кода (длина его сообщения k) определяет максимальный размер в битах данных, которые могут быть кодированы в один блок: 2^k . Если кодируется целое число, то его максимальное значение будет 8192 для БЧХ{255, 13} — это максимальный размер сообщения по одной оси и максимальное же количество сообщений в последовательности, относящихся к одному МКЦД. Для степени заполненности используется БЧХ код с большей длиной блока, т. к. её значение может превышать 13-битовый порог.

На рис. 3 показан пример расположения блока служебной информации в первом сообщении и его разбиение на отдельные элементы.

Каждый контейнер содержит, во-первых, упаковываемые данные, закодированные БЧХ кодами. Данные заполняют пространство сообщения построчно (обходя служебный блок в первом сообщении). И во-вторых белый шум. В общем случае доступная для заполнения полезными данными ёмкость сообщения не кратна выбранному размеру блока БЧХ кода, из-за чего появляется не заполненная область. Во избежание появления демаскирующего элемента данная область заполняется белым шумом. Также схожие области большего размера появляются в последнем сообщении в последовательности, поскольку как правило оно заполняется частично.



Рис. 3. Кодированный служебный блок МКЦД и его составные элементы

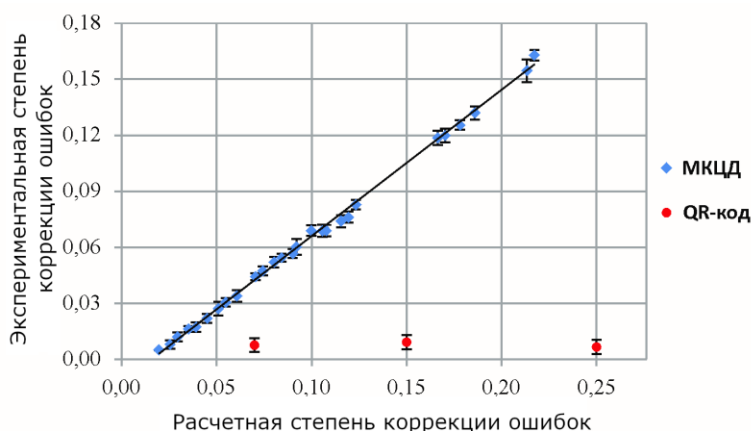


Рис. 4. Зависимость значения экспериментальной степени коррекции ошибок от величины расчетной степени коррекции ошибок

После того, как все упаковываемые данные кодированы, они перемешиваются. Это необходимо для ослабления влияния локализации шумов. Если шумы сконцентрированы в некоторой области сообщения, перемешивание бит выходных данных позволяет распределить ошибки по большему количеству блоков и тем самым значительно уменьшить вероятность того, что в каком-то конкретном блоке количество ошибок превысит возможности коррекции ещё до того, как будет достигнута степень избыточности контейнера в целом.

2. Анализ устойчивости к шуму МКЦД и QR-кода

Для анализа устойчивости к шуму использовался шум типа «соль с перцем» хорошо соответствующий спекл-шуму в когерентных оптических системах. Один элемент МКЦД и QR-кода занимал один пиксель изображения. Степень коррекции ошибок МКЦД варьировалась в диапазоне 2–22%, для QR-кода использовались все доступные 4 степени коррекции: версии L, M, Q или H, что соответствует 7, 15, 25 или 30%. Экспериментальное значение степени коррекции определялось по предельной величине шума, при котором контейнер еще успешно считывается. Результаты представлены на рис. 4. Для МКЦД получилась предсказуемо линейная за-

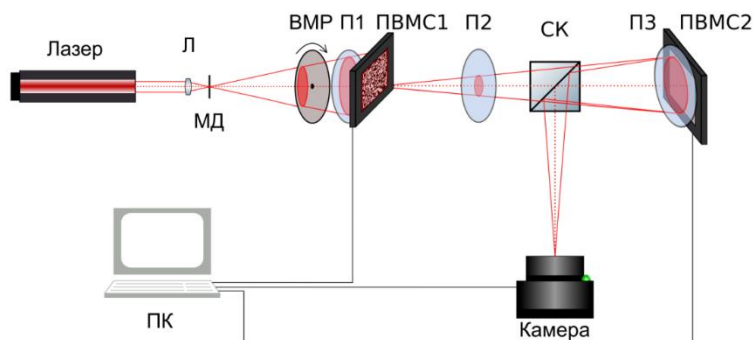


Рис. 5. Безлинзовая схема дифракционного кодирования, работающая с пространственно-некогерентным освещением, на базе двух ЖК-ПВМС

висимость экспериментальной степени коррекции от расчетной. Все 4 версии QR-кода обладают крайне низкой экспериментальной степенью коррекции на уровне 0,7% что обусловлено тем что QR-код не создавался для работы в режиме 1 элемент — 1 пиксель, и не имеет защиты служебных блоков, при порче которых считывание становится невозможным.

При сравнении МКЦД и QR-кода, обеспечивающих идентичную экспериментальную степень коррекции ошибок на уровне 0,7%, плотность упаковки информации оказывается на 15% выше у МКЦД.

3. Экспериментальная установка безлинзового оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением

Безлинзовая схема дифракционного оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением на базе двух жидкокристаллических пространственно-временных модуляторов света (ПВМС) приведена на рис. 5.

В качестве источника излучения использовался неодимовый лазер с длиной волны 532 нм. Комбинация линзы (Л) и микродиафрагмы (МД) формирует фильтрованный расходящийся световой пучок. Вращающийся матовый рассеиватель (ВМР) разрушает пространственную когерентность. В качестве ПВМС1 для ввода кодируемых изображений использован амплитудный ЖК-ПВМС HoloEye LC2012, имеющий 1024×768 пикселей размером 36×36 мкм. В качестве ПВМС2 для отображения кодирующего ДОЭ использован фазовый ЖК-ПВМС HoloEye GAЕА-2, имеющий 4160×2464 пикселей размером $3,74 \times 3,74$ мкм. Светоделительный куб (СК) установлен таким образом, что на фотосенсоре камеры формируется свертка изображения ПВМС1 с ФРТ кодирующего ДОЭ. Для регистрации изображений использовалась камера Flare 28MP с разрешением 7920×6004 пикселей и быстродействием 30 к/с.

4. Экспериментальная апробация матричных контейнеров цифровых данных в системе оптического кодирования

В качестве кодируемой информации использовался текстовый файл, содержащий 1807 символов. Синтезировались контейнеры с 2-мя и 4-мя градациями яркости размером от 120×120

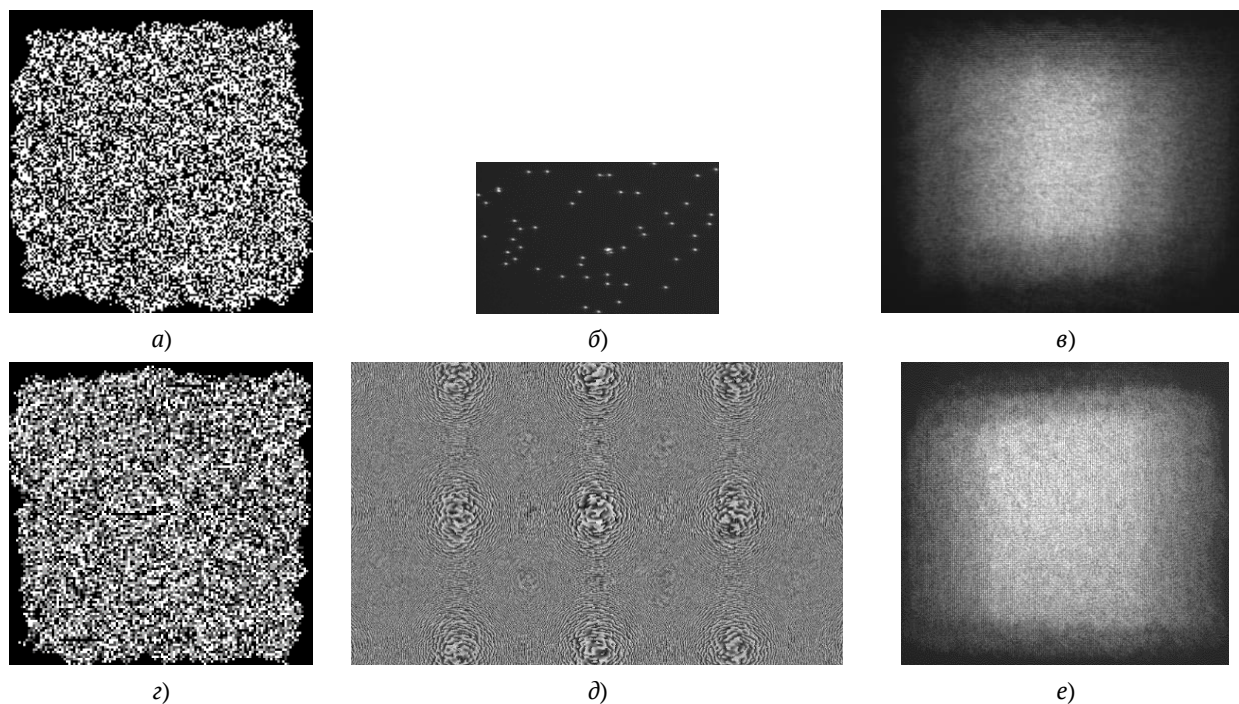


Рис. 6. Оптическое кодирование бинарных (*а* и *в*) и 4-х градационных (*з* и *е*) МКЦД: изображение кодируемого МКЦД (*а* и *з*), кодирующий ключ (*б*) и соответствующий ему ДОЭ (*д*), кодированное изображение (*в* и *е*)

до 254×254 элементов и степенью коррекции ошибок от 10% до 20%. Примеры 2-х и 4-х градационных контейнеров приведены на рис. 6а и 6з соответственно. Для кодирования использовались бинарные кодирующие ключи размером 128×128 отсчетов, с плотностями 0,001, 0,002 и 0,003. Пример использованного ключа с плотностью ненулевых отсчетов 0,003 и соответствующий ему кодирующий фазовый ДОЭ с 4000×2464 отсчетами приведены на рис. 6б и 6д соответственно. Пример зарегистрированных кодированных изображений приведен на рис. 6в и 6е.

Декодирование проводилось методом инверсной фильтрации с регуляризацией по Тихонову [9]. Далее осуществлялось преобразование растров декодированных изображений к исходным с использованием корреляционного критерия для нахождения точных значений параметров преобразования. Затем осуществлялось квантование, после чего полученные изображения сравнивались с исходными и проводился подсчет ошибок по информативной области. Примеры декодированных изображений с 2 и 4 градациями яркости до и после квантования, а также карты распределения ошибок по изображениям приведены на рис. 7.

В случае контейнеров с 2 градациями яркости в зависимости от их размера и плотности использованных ключей, доля ошибочно декодированных элементов варьировалась в диапазоне 0,0004–0,0035, в случае 4 градаций — 0,14–0,18. Столь резкий рост числа ошибок при использовании 4 градаций яркости свидетельствует о недостаточном отношении сигнал/шум системы.

Во всех случаях информация была успешно извлечена из контейнера после декодирования. Несмотря на то что 4-х градационные контейнеры при том же размере вмещают в 2 раза

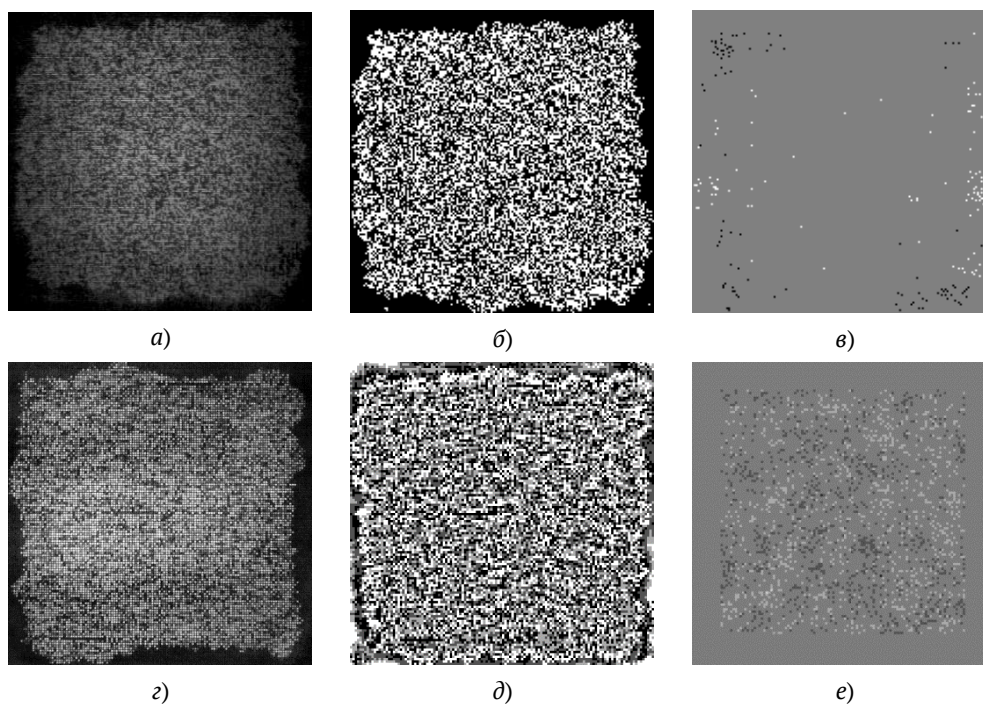


Рис. 7. Примеры декодированных изображений с 2 (а–в) и 4 (z–e) градациями яркости до (а и z) и после (б и д) квантования, а также карты распределения ошибок по изображениям (в и е)

больше информации, учитывая частоты появления ошибок и закладывая необходимую степень коррекции ошибок при синтезе контейнеров, для технических параметров реализованной установки, пропускная способность составляет 9,8 Мбит/с при использовании 2-х градаций яркости и всего 2,5 Мбит/с при использовании 4-х.

Заключение

Предложен и реализован новый универсальный матричный контейнер цифровых данных (МКЦД), основанный на битовых кодах с коррекцией ошибок и специализированный для задач оптического кодирования. Разработанный контейнер обладает широким диапазоном доступных параметров: размер от 64 до 8192 отсчётов по одной стороне с произвольным соотношением сторон, коррекция ошибок в диапазоне от 1% до 22%, до 8192 контейнеров может быть объединено в последовательность, содержащую один файл. МКЦД не чувствителен к локализации шумов за счёт случайного порядка заполнения и может быть окружён контуром произвольной формы для устранения прямых границ.

По результатам численных экспериментов продемонстрирована до 23 раз большая устойчивость МКЦД к ошибкам в сравнении с QR-кодами. При сходной степени коррекции МКЦД обеспечивает на 15% большую плотность упаковки.

Осуществлена экспериментальная апробация бинарных и многоградационных МКЦД в безлинзовой схеме оптического кодирования с пространственно-некогерентным освещением. Демонстрировано безошибочное считывание информации из декодированных изображений.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (РНФ), грант №19-19-00498.

Список источников

- [1] **Liu, S.** [A review of optical image encryption techniques](#) / S. Liu, C. Guo, J. T. Sheridan // Optics & Laser Technolog. — 2014. — Vol. 57. — P. 327–342.
- [2] **Javidi, B.** [Roadmap on optical security](#) / B. Javidi, A. Carnicer, M. Yamaguchi, T. Nomura, E. Pérez-Cabré, M. S. Millán, N. K. Nishchal, R. Torroba, J. F. Barrera, W. He, X. Peng, A. Stern, Y. Rivenson, A. Alfalou, C. Brosseau, C. Guo, J. T. Sheridan, G. Situ, M. Naruse, T. Matsumoto, I. Juvells, E. Tajahuerce, J. Lancis, W. Chen, X. Chen, P. W. H. Pinkse, A. P. Mosk, A. Markman // Journal of Optics. — 2016. — Vol. 18. — № 8. — P. 083001. — 39 p.
- [3] **Nishchal, N. K.** Optical Cryptosystems / N. K. Nishchal. — IOP Publishing, 2019.
- [4] **Barrera, J. F.** [Optical encryption and QR codes: secure and noise-free information retrieval](#) / J. F. Barrera, A. Mira, R. Torroba // Optics Express. — 2013. — Vol. 21, — № 5. — P. 5373–5378.
- [5] **Trejos, S.** [Optimized and secure technique for multiplexing QR code images of single characters: Application to noiseless messages retrieval](#) / S. Trejos, J. F. Barrera, R. Torroba // Journal of Optics. — 2015. — Vol. 17. — № 8. — P. 85702. — 10 p.
- [6] **Jiao, S.** [QR code based noise-free optical encryption and decryption of a gray scale image](#) / S. Jiao, W. Zou, X. Li // Optics Communications. — 2017. — Vol. 387. — P. 235–240.
- [7] **Qin, Y.** [Binary image encryption in a joint transform correlator scheme by aid of run-length encoding and QR code](#) / Y. Qin, Z. Wang, H. Wang, Q. Gong // Optics & Laser Technology. — 2018. — Vol. 103. — P. 93–98.
- [8] **Qin, Y.** [Optical information encryption based on incoherent superposition with the help of the QR code](#) / Y. Qin, Q. Gong // Optics Communications. — 2014. — Vol. 310. — P. 69–74.
- [9] **Тихонов, А. Н.** Методы решения некорректных задач / А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин. — М. : Наука, 1979.

Голографические исследования особенностей колебаний дисков

А. М. Царева¹, Н. И. Шакиров¹, Р. Р. Кулмакова¹, К. А. Царева², Р. Х. Макаева¹

¹ Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

В статье представлены голографические исследования особенностей колебаний круглых пластин-дисков. Рассмотрены в резонансном спектре парные (кратные) формы колебаний пластин с одинаковым количеством узловых окружностей и диаметров, повернутых на некоторый угол. Результаты экспериментальных исследований показали различие частот у кратных форм, хотя теоретические расчеты показывают их совпадение.

Ключевые слова: голографическая интерферометрия, круглые пластины-диски, резонансные частоты, формы колебаний.

Цитирование: Царева, А. М. Голографические исследования особенностей колебаний дисков / А. М. Царева, Н. И. Шакиров, Р. Р. Кулмакова, К. А. Царева, Р. Х. Макаева // НОЛОEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 306–309.

С возникновением и развитием высокоинтеллектуальных программных комплексов, применяемых в механике, появилась перспектива замены трудоемких экспериментальных исследований на расчетные. Однако, как показывает практика, в некоторых случаях необходимы проверка, подтверждение правильности выполненных расчетных работ. На примере исследований особенностей колебаний дисков доказана необходимость выполнения таких экспериментальных работ.

Рабочие колеса — вращающиеся диски, укрепленные на валу, являются основными деталями в двигателях изделий машиностроения. Актуальной задачей является определение резонансных (собственных) частот и форм колебаний.

Прежде чем приступать к исследованию реальных рабочих колес основополагающие результаты получают при изучении колебаний круглых пластин постоянной толщины.

Однородные диски представляют собой поворотно-симметричные системы. Одной из особенностей колебаний таких систем является наличие в резонансном спектре парных (кратных) форм с одинаковым количеством s узловых окружностей и p узловых диаметров, повернутых на некоторый угол. теоретические расчеты показывают совпадение частот таких форм. Однако при колебаниях реальных объектов резонансные частоты кратных форм отличаются.

Тестируемый диск насаживался на экспериментальном голографическом стенде в вертикальном положении и крепился жестко на оси, проходящей через его центр [1]. Для образования собственных форм колебания возбуждались пьезоэлектрическим вибратором. Звуковые

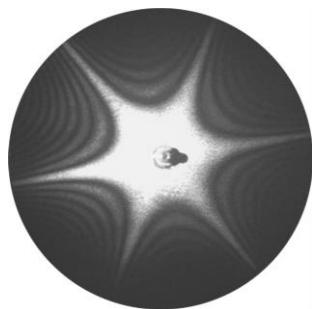


Рис. 1. Голографическая интерферограмма формы колебаний однородного диска с тремя узловыми диаметрами (форма F_{03})

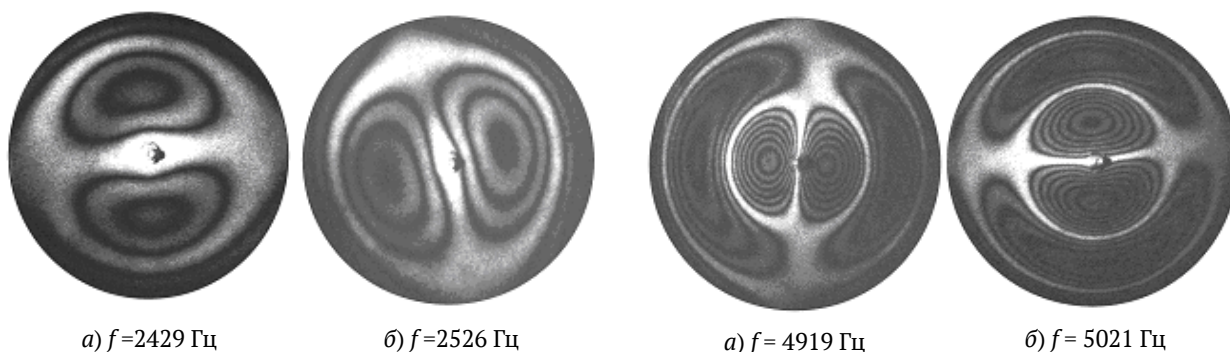


Рис. 2. Кратные формы F_{11} колебаний однородного диска

Рис. 3. Кратные формы F_{21} колебаний однородного диска

сигналы от вибрирующего диска регистрировался микрофоном, адаптированным к компьютеру (значение резонансной частоты высвечивалось на экране компьютера).

Формы колебаний дисков были получены голографическим методом усреднения по времени. Определенная форма колебаний диска обозначается символом F_{sn} , где s — число узловых окружностей, n — число узловых диаметров. Например, на рис. 1 приведена форма колебаний F_{03} диска с $s = 0$ и $n = 3$, то есть с тремя узловыми диаметрами. Яркие белые линии на рисунке формы являются узловыми. Чередующиеся светлые и темные полосы соединяют места с одинаковыми перемещениями.

В результате голографических исследований было получено несколько видов кратных форм с одинаковым количеством s узловых окружностей и n узловых диаметров, повернутых на некоторый угол. На рис. 2 представлены голографические интерферограммы колебаний диска толщиной $h = 3$ мм из стали. Форма F_{11} — одна узловая окружность и один узловой диаметр. Частоты собственных колебаний отличались на 100 Гц. Угол взаимного поворота узловых диаметров составил 90° . Различие частот можно объяснить нарушением различного рода симметрии [2]. К ним можно отнести геометрическую, массовую и упругую неоднородность; неточность граничных условий (недостаточно точная центровка посадочного отверстия).

На рис. 3 приведены кратные формы колебаний двух дисков толщиной $h = 2$ мм.

Диски совершают резонансные колебания по форме F_{21} — две узловые окружности и один узловой диаметр. Различие резонансных частот составило приблизительно 100 Гц, угол взаимного поворота узловых диаметров — 90° .

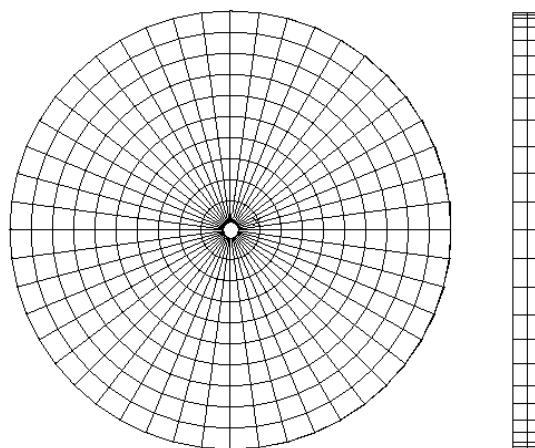


Рис. 4. Модель диска, разбитого на элементы (вид спереди и сбоку)

Проводились теоретические исследования по определению собственных частот и форм колебаний диска численным методом конечных элементов, реализованным в программном комплексе ANSYS [2]. При выполнении расчетов было исследовано применение нескольких типов конечных элементов и размеров сеток. Наименьшее расхождение, до 5-ти процентов, обеспечило применение трехмерного кубического граничного элемента SOLID 186 [3]. Приемлемое расхождение расчетных значений с экспериментальными обеспечило применение сетки с 48-ю радиусами, 10-ю окружностями и 2-мя слоями (рис. 4).

Закрепление диска в центре определялось соответствующим граничными условиями в виде ограничений на перемещения на все степени свободы и прилагались к соответствующим узлам на внутренней поверхности созданного «цилиндра» (перемещение во всех направлениях равно 0).

Для нахождения собственных частот колебаний выбран модальный тип анализа. Полученные теоретические значения сравнивались с экспериментальными. Был получен спектр собственных форм.

Расчетным путем исследовались кратные формы колебаний. Для диска из стали ($h = 2$ мм) они представлены на рис. 5.

Расчеты показали, что кратные формы характерны для всех видов колебаний, имеющих узловые диаметры. Определены резонансные частоты, расчетные значения которых для таких парных форм совпали.

В результате проведенных голографических исследований установлено, что кратные формы с реальными резонансными частотами можно получить только экспериментально. Различие частот определяется степенью и характером асимметрии пластины. Поэтому очевидно, что теоретический расчет резонансных частот кратных форм колебаний реальных объектов представляет труднорешаемую задачу, поскольку параметры асимметрии реальных объектов определить сложно.

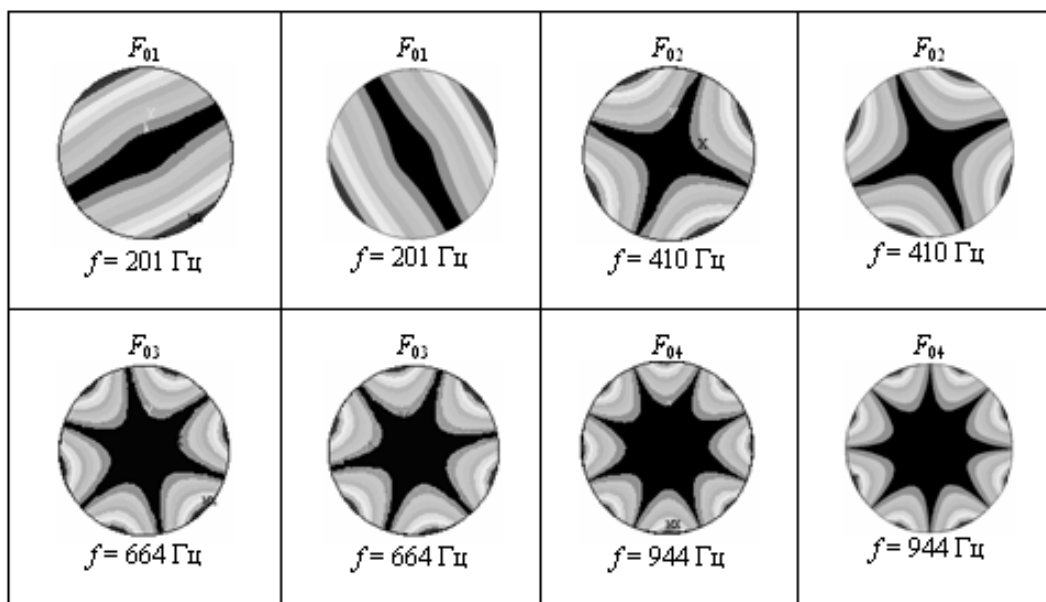


Рис. 5. Кратные формы колебаний диска

Следовательно, определение резонансных частот кратных форм реальных объектов возможно только экспериментальным путем.

Таким образом, эксперименты по определению кратных частот показали, что одна и та же форма колебаний может появляться на различных резонансных частотах. В рассмотренных примерах разница частот достигала 100 Гц. Поворот картины узловых линий — 90° .

Список источников

- [1] Макаева, Р. Х. Диагностика деталей и узлов турбомашин по их вибрационным характеристикам с применением голографической интерферометрии / Р. Х. Макаева, А. Х. Каримов, А. М. Царева. — Казань : Изд-во Казан. гос. техн. ун-та., 2011. — 242 с.
- [2] Иванов, В. П. Колебания рабочих колес турбомашин. — М. : Машиностроение, 1983. — 224 с.
- [3] Царева, А. М. Применение экспериментально-расчетного метода для определения резонансных частот и форм колебаний диска постоянной толщины / А. М. Царева // Информационные и социально экономические аспекты создания современных технологий. — 2006. — № 9. — 7 с.

Возможности и перспективы организации промышленного выпуска высокоэффективных концентраторов солнечного излучения в виде матрицы тонких цилиндрических голограммных линз

А. Н. Мельников

АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики»,
Казань, Россия

В докладе представлены технические решения, открывающие возможность разработки и создания технологии серийного выпуска высокоэффективных концентраторов солнечного излучения в виде матрицы тонких цилиндрических голограммных линз, в том числе для применения в перспективной аппаратуре космического базирования.

Ключевые слова: цилиндрическая голограммная линза, концентратор солнечного излучения, делительная машина маятникового типа, алмазный инструмент, мастер-матрица, тиснение, прецизионное реплицирование.

Цитирование: **Мельников, А. Н.** Возможности и перспективы организации промышленного выпуска высокоэффективных концентраторов солнечного излучения в виде матрицы тонких цилиндрических голограммных линз / А. Н. Мельников // HOLOEXPO 2021 : XVIII Международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2021. — С. 310–311.

В настоящее время наблюдается значительный рост интереса во всем мире к использованию солнечного излучения для непосредственного его преобразования в электричество и тепло. По данным [1] сегмент мирового рынка оптики и фотоники «Солнечная фотовольтаика» в 2019 году составил 130,1 млрд. дол. США.

В докладе представлены технические решения, открывающие возможность разработки и создания технологии серийного выпуска высокоэффективных концентраторов солнечного излучения в виде матрицы тонких цилиндрических голограммных линз.

Они базируются на использовании способа формообразования штрихов дифракционных микроструктур с заданным распределением пространственных частот в тонком металлическом слое, наносимых на вогнутую (или выпуклую) цилиндрическую поверхность с помощью алмазного резца специальной формы перпендикулярно образующей цилиндра. Эта технология может быть реализована на специальной делительной машине маятникового типа [2–4]. Получаемая при этом дифракционная микроструктура после соответствующей химической и ионно-лучевой обработки может быть использована в качестве мастер-матрицы для изготовления затем тонких цилиндрических голограммных линз путем тиснения или прецизионной репликации с последующим развертыванием сформированной таким образом тонкопленочной дифракционной микроструктуры на плоскости. Для целей тиснения или репликации могут быть применены полиэфирные или эпоксидные материалы холодного отверждения [5, 6]. При этом дифракционная микроструктура преобразуется в систему прямолинейных штрихов

с переменным периодом. Цилиндрическая поверхность обладает известным свойством разворачиваться на плоскости без деформации. Следует отметить, что в процессе ионно-лучевой обработки возможно формирование «глубоких» дифракционных микроструктур, характерных для гармонических дифракционных линз, что обеспечивает повышение дифракционной эффективности в заданном спектральном диапазоне [7, 8].

Для тонких цилиндрических голограммных линз-реплик характерны малая масса и сравнительно малая себестоимость, что делает их привлекательными для использования в аппаратуре космического базирования.

Список источников

- [1] Optics & Photonics 2020 Industry Report. — Bellingham : SPIE, 2020. — 32 p.
- [2] **Патент № 687515 РФ.** Делительная машина маятникового типа для изготовления штриховых структур на выпуклых цилиндрических поверхностях / А. В. Лукин, А. Н. Мельников. — Оpubл. 14.05.2019.
- [3] **Мельников, А. Н.** Технологии формообразования светосильных дифракционных оптических элементов на основе использования делительной техники маятникового типа / А. Н. Мельников // Фотоника. — 2019. — Том 13. — № 5. — С. 468–475.
- [4] **Патент № 725324 РФ.** Делительная машина маятникового типа для изготовления штриховых структур на вогнутых поверхностях / А. Н. Мельников. — Оpubл. 02.07.2020.
- [5] **Серова, В. Н.** Полимерные оптические материалы / В. Н. Серова. — СПб. : НОТ, 2015. — 382 с.
- [6] **Окатов, М. А.** Справочник технолога-оптика / М. А. Окатов, Э. А. Антонов, А. Байгожин и др. под ред. М. А. Окатова. — СПб. : Политехника, 2004. — 679 с.
- [7] **Sweeney, D. W.** [Harmonic diffractive lenses](#) / D. W. Sweeney // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2469–2475.
- [8] **Грейсух, Г. И.** Гармоническая киноформная линза: дифракционная эффективность и хроматизм / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, С. А. Степанов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич // Оптика и спектроскопия. — 2018. — Том 125. — № 2. — С. 223–228.

Научное издание

HOLOEXPO 2021

XVIII Международная конференция по голографии
и прикладным оптическим технологиям

Тезисы докладов

МГТУ им. Н. Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5с1
www.baumanpress.ru
press@bmstu.ru