

HOLOEXPO 2018

HOLOEXPO 2018

XV международная конференция
по голографии и прикладным
оптическим технологиям

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ



HOLOEXPO 2018

XV International Conference on Holography and Applied Optical Technologies
Proceedings

НОЛОЕХРО 2018

XV МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ГОЛОГРАФИИ И ПРИКЛАДНЫМ
ОПТИЧЕСКИМ ТЕХНОЛОГИЯМ

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ



НОЛОЕХРО 2018

XV International Conference
on Holography and Applied
Optical Technologies

Proceedings

УДК 681.7+004.315.7+535.317.1
ББК 22.343.4
Г60

Г60 **HOLOEXPO 2018** : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов / Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Общество с ограниченной ответственностью «Микро и наноголографические системы». — Москва : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — 327 с.

ISBN 978-5-7038-4967-5

Представлены тезисы докладов XV международной конференции по голографии и прикладным оптическим технологиям HOLOEXPO 2018 (11–13 сентября 2018 г., Нижний Новгород, Россия), по следующим тематикам: современные тенденции развития голографии и прикладных оптических технологий, технологии защитных голограмм, формирование изображений и отображение информации с помощью голограммной оптики и голографических систем, голограммные и дифракционные оптические элементы: методы компьютерного синтеза, метаматериалы, плазмонные структуры и технология изготовления, объемная голография и фоточувствительные материалы для голографии, голографическая интерферометрия, голографическая память и оптико-голографическая обработка информации.

HOLOEXPO 2018

XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям

Организаторы конференции

Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана (Москва, Россия), АО «НПО «Криптен» (Дубна, Россия), ООО «Хологрэйт» (Санкт-Петербург, Россия), ФГУП «НТЦ «Атлас» (Москва, Россия), ООО «Джеймс Ривер Бранч» (Москва, Россия), АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики» (Казань, Россия), ЗАО «Голографическая Индустрия» (Минск, Беларусь), Общественная научно-техническая академия «Контенант» (Красногорск, Россия), ООО «Микро и наноголографические системы» (Москва, Россия).

Устроитель конференции



ООО «Микро и наноголографические системы»
«Micro and nanoholographic systems» Company, Ltd.

ООО «Микро и наноголографические системы»
Москва, Россия

Генеральный спонсор



АО «НПО «Криптен»
Дубна, Россия

Спонсоры конференции



ООО «Хологрэйт»
Санкт-Петербург, Россия



ЗАО «Голографическая индустрия»
Минск, Беларусь



ООО «Микро и наноголографические системы»
«Micro and nanoholographic systems» Company, Ltd.

ООО «Микро и наноголографические системы»
Москва, Россия



ФГУП «НТЦ «Атлас»
Москва, Россия



ООО «Джеймс Ривер Бранч»
Москва, Россия



АО «НПО «ГИПО»,
Казань, Россия



Академия «Контенант»
Красногорск, Россия

Информационные партнеры



Журнал «Мир техники кино»
Москва, Россия



Журнал «Фотоника»
Москва, Россия



Журнал «Контенант»
Красногорск, Россия



Журнал «Holography news»
Лондон, Великобритания

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), Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО), Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова (МГУ им. М. В. Ломоносова), Национальный Ядерный Университет «МИФИ» (Москва), Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, Российский университет дружбы народов (РУДН, Москва), Самарский государственный аэрокосмический университета имени С. П. Королева (СГАУ им. С. П. Королева), 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 (Москва), 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 (Санкт-Петербург), Институт систем обработки изображения РАН — филиал ФНИЦ «Кристаллография и фотоника» РАН (Самара), Институт автоматики и электрометрии (ИАиЭ, Новосибирск), Институт органической химии имени Н. Н. Ворожцова СО РАН (ИОХ, Новосибирск), ФИЦ Институт прикладной физики РАН (Нижний Новгород), Оптическое общество имени Д. С. Рождественского (Санкт-Петербург), Общественная научно-техническая академия «Контенант» (Красногорск), АО «Государственный оптический институт имени С. И. Вавилова» (ГОИ им. С. И. Вавилова, Санкт-Петербург и др.

Ведущие научно-производственные предприятия России: АО «НПО «Криптен» (Дубна), АО «НПО «Государственный институт прикладной оптики» (Казань), АО «Красногорский завод имени С. А. Зверева» (Красногорск), ФГУП «Всероссийской научно-исследовательский институт оптико-физических измерений» (ФГУП «ВНИИОФИ», Москва), ФГУП «НТЦ «Атлас»» (Москва), ООО «ХолоГрэйт» (Санкт-Петербург), ООО «Микро и наноголографические системы» (Москва), ООО «Микрохоло», ООО «Джеймс Ривер Бранч» (Москва), АО «Славич» (Переславль-Залесский) и др.

Ведущие университеты и предприятия Республики Беларусь (Минск): ЗАО «Голографическая индустрия», ООО «Магия света», Белорусский государственный университет (Минск), ГНУ «Институт физики имени Б. И. Степанова» Национальной академии наук Беларуси, Белорусского оптико-механического объединения и др.

Зарубежные университеты, компании и фирмы в области голографии: Институт физико-технических проблем и материаловедения Национальной академии наук Киргизской Республики (Бишкек), ООО «Самсунг» (московское отделение, Москва), OpSec Security (Великобритания), Концерн «Демакс» (Болгария), ADL Optica GmbH (Германия), Process Color, Ignetta Ernakulam (Индия), «Geola digital UAB» (Литва), Институт голографии (Греция) и др.

Международная ассоциация производителей голограмм (ИМА) в лице директора по выставкам Микаэла Сидорова (Лондон, Англия)

СОДЕРЖАНИЕ

I. Современные тенденции развития голографии
и прикладных оптических технологий

1. Перспективы применения голограммных и дифракционных элементов в оптических системах приборов визуального наблюдения, прицеливания и дополненной реальности. *С. Б. Одинокоев, А. Б. Соломашенко, Я. А. Град, В. В. Николаев, Н. В. Пирютин, В. Е. Талалаев* 11
2. Гармонические киноформные микроструктуры в дифракционной оптике и голографии. *Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, С. А. Степанов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич* 14
3. Пленоптические системы в приложении к голографии. *Ю. Н. Овечкис* 20
4. Оптические поляризационные защитные элементы и интерактивные способы их верификации с помощью смартфонов. *А. В. Смирнов* 22
5. Голографический метод Юрия Николаевича Денисюка и его использование в направлении духовного возрождения нации (Республика Беларусь). Прошлое. Настоящее. Будущее. *Л. В. Танин, В. А. Танин, Л. Н. Танина, С. Н. Гинак* 23
6. Гиперспектральная голография. Техника и принципы. *С. Г. Каленков, Г. С. Каленков, А. Е. Штанько*.. 25
7. Исследование твердых прозрачных объектов методом оптической томографии. *Г. Г. Левин, В. Л. Минаев, К. Н. Миньков, М. М. Ермаков* 27
8. Ахроматический механизм восстановления волнового фронта. *А. М. Смолевич* 29
9. Современные и перспективные возможности получения и применения пленочных крупноформатных синтезированных голограммных компенсаторов (нуль-корректоров) в телескопостроении. *А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Ф. Скочилов* 37
10. Современные методы повышения разрешения термохимической лазерной записи дифракционных структур. *А. Г. Полещук, В. П. Корольков, А. Г. Седухин, В. П. Вейко, А. А. Кутанов* 39
11. Фото-термо-рефрактивные стекла для новых приложений в голографии, метрологии и лазерной технике. *Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, И. С. Пичугин* 43
12. Формфактор и требования к голографическим материалам. *С. А. Шойдин* 45
13. Метод увеличения глубины резкости изображений плоских транспарантов, восстановленных с помощью синтезированных голограмм. *С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова* 55
14. Импульсная запись коротко- и долгоживущих голографических решеток в кристаллах семейства силленитов. *А. Л. Толстик, И. Н. Агишев, И. Г. Даденков, Ю. И. Миксюк, К. А. Саечников* 63
15. 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* 66
16. Трехмерная лазерная запись на пленках аморфного кремния. *А. А. Кутанов, Н. Сыдык уулу, И. А. Снимищиков, В. П. Макаров* 71

II. Технологии защитных голограмм

17. Автоматизированный оптико-электронный комплекс для контроля подлинности и качества защитных голограмм, основанный на фотометрическом и дифракционном методах. *В. В. Колючкин, И. К. Цыганов, С. Б. Одинокоев, Н. В. Пирютин, В. Е. Талалаев, В. Д. Чебурканов* 77
18. Разработка программных средств контроля качества защитных синтезированных голограмм по данным различных оптических систем измерения. *В. П. Бессмельцев, Я. А. Киприянов*..... 80
19. Оптоэлектронный анализ пространственного спектра Фурье для контроля подлинности защитных голограмм. *Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский*..... 85
20. Полутоновой проекционный оптический литограф. *А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин*..... 88
21. Дифракционные структуры поверхностного рельефа для массового производства прозрачных голографических экранов. *С. Захарова, Р. Баканас, А. Никольский* 90
22. Высокопроизводительный оптико-электронный сканер для оперативного контроля подлинности защитных голограмм на документах. *И. К. Цыганов, В. В. Колючкин, В. Е. Талалаев, Н. В. Пирютин, В. Д. Чебурканов, С. Б. Одинокоев, Л. А. Найден, Е. Ю. Злоказов*..... 97
23. Датчик линейных перемещений на основе структурированных измерительных шкал. *А. Ю. Жердев, М. В. Шишова, Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин* 102
24. Дифракционная эффективность решеток с ошибками профиля рельефа. *М. В. Шишова, А. Ю. Жердев, Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин* 109
25. Влияние спектрально-угловой селективности объемной цветной защитной голограммной стереограммы на процесс восстановления 3D изображения. *Д. С. Лушников, М. В. Шишова, А. Ю. Жердев, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин, А. В. Смирнов* 115
26. Разработка высокоэффективной плазмонной дифракционной структуры с магнитооптическими слоями в устройствах считывания скрытой магнитной информации на документах. *С. А. Барышев, С. Б. Одинокоев, А. С. Кузнецов*..... 120
27. Многоканальный конфокальный микроскоп на основе дифракционного мультипликатора. *В. П. Бессмельцев, М. В. Максимов, В. В. Вилейко, Н. В. Голошевский, В. С. Терентьев* 123
28. Программа BIGLITHO для подготовки «серых голограмм» большого размера. *Н. В. Кондратьев, А. Ф. Смык, Н. А. Чудинов, А. В. Шурыгин*..... 128

III. Формирование изображений и отображение информации с помощью голограммной оптики

29. Комплементарное использование голографической микроскопии сверхвысокого разрешения для исследования клеточных культур *in vitro*. *В. В. Дуденкова, Ю. Н. Захаров* 133
30. Гармоническая линза с дифракционной решеткой для формирования гиперспектральных изображений. *В. А. Бланк, Р. В. Скиданов* 135
31. Голографические сенсоры компонентов водных растворов. *А. В. Крайский, В. А. Постников, Т. В. Миронова, А. А. Крайский, М. А. Шевченко*..... 138
32. Электрооптический деспеклер на основе сегнетоэлектрического ЖК. *Н. В. Заляпин, А. Л. Андреев, Т. Б. Андреева, И. Н. Компанец* 141
33. Голографический прицел световодного типа с синтезированным зрачком. *С. Н. Корешев, М. К. Шевцов* 146
34. Критерии создания эффективных регулярных и случайных структур на содержащих желатин регистрирующих средах, облученных коротковолновым УФ излучением. *Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев*..... 150
35. Отображение гиперспектральных голограмм биообъектов средствами виртуальной реальности. *С. Г. Каленков, Г. С. Каленков, В. А. Киселев* 154
36. Голографический сканирующий микроскоп: численный эксперимент. *М. С. Муравьева, Ю. Н. Захаров* 156
37. Отражающие полупрозрачные оптические элементы, не искажающие прошедшую волну. *А. М. Смолович, В. Г. Чернов* 158
38. Оптический фильтр, построенный с применением глубокой периодической отражающей рельефной структуры. *В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов, Н. В. Суетин*..... 165
39. Запись брэгговских решеток как оптических элементов лазера с петлевым резонатором. *Е. Э. Попов, И. С. Хахалин, А. П. Погода*..... 170

40. О некоторых особенностях получения 3D объектов голографическими методами. *Н. Д. Ворзобова, П. П. Соколов, В. О. Веселов* 173
41. Трехмерная фигура рассеяния, формируемая оптической системой при осевом расположении точечного объекта. *С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова*..... 175
42. Применение микрзеркальных модуляторов для вывода голографических и дифракционных оптических элементов в задачах оптического кодирования и распознавания. *Д. Ю. Молодцов, В. В. Краснов, П. А. Черёмхин, В. Г. Родин* 180

IV. Объемная голография и фоточувствительные материалы для голографии

43. Гиперспектральная голография гистологических срезов. *С. Г. Каленков, Г. С. Каленков, Г. А. Меерович* 185
44. Отечественная дифракционная оптика в зеркале конференций HOLOEXPO 2004–2017. *Г. И. Грейсх, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, С. А. Степанов* 187
45. Методы характеристики метал/оксидных решеток, формируемых методами прямой лазерной записи. *В. П. Корольков, Д. А. Белоусов, А. В. Достовалов, С. Л. Микерин, В. Н. Хомутов* 191
46. Возможности изготовления эффективной цилиндрической голограммной оптики при помощи делительных машин маятникового типа. *А. В. Лукин, А. Н. Мельников* 197
47. Моделирование астрономического спектрографа с голограммной дифракционной решеткой на поверхности свободной формы. *Э. Муслимов, Э. Уго, С. Ломбардо, М. Феррари, Ж.-К. Буре, Н. Павлычева, И. Гуськов* 199
48. Расчет двумерной дифракционной решетки в спектрометре скрещенной дисперсии. *Ю. В. Бажанов* ... 204
49. Демультимплексор со спектральным разделением каналов. *К. С. Коренной, А. Ф. Скочилов, Э. Р. Муслимов* 206
50. Пленочные решетки-поляризаторы для широкого инфракрасного диапазона длин волн. *Я. К. Лукашевич, П. Ю. Демеев*..... 209
51. Опыт применения неохлаждаемых микроболометрических модулей в системе регистрации изображений лазерно-голографического испытательного стенда. *А. В. Берденников, А. В. Краснов, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Р. Миндубаев, В. В. Старцев* 211
52. Термопластичный вулканизированный уплотнитель для оптических приборов, работающих в жестких условиях. *А. Р. Ахметов, А. Е. Заикин* 213
53. Профилометрическая и дифрактометрическая характеристика синусоидальных тестовых решеток при производстве конформальных и дифракционных оптических элементов. *Д. А. Белоусов, В. П. Корольков, Р. К. Насыров* 215
54. Исследование качества бинарных изображений, восстановленных с полутоновых компьютерно-синтезированных голограмм. *М. С. Ковалев, П. А. Ручка, Н. Г. Сцепуро, С. Б. Одинок* 221
55. Измерение фазовых искажений волновых фронтов методами компьютерной голографии. *М. С. Ковалев, Г. К. Красин, С. Б. Одинок, А. Ю. Жерев* 226
56. Анализ допусков в схеме спектрографа с мультиплексированным диспергирующим элементом. *Э. Муслимов, А. Дзанутта, А. Бианко, Г. Валявин, С. Фабрика, Н. Павлычева, И. Гуськов* 233
57. Голограммные дифракционные решетки в схемах малогабаритных спектрографов. *Н. К. Павлычева, Р. Р. Ахметгалеева, Э. Р. Муслимов*..... 236
58. Исследование двухдиапазонных дифракционных решеток на сферических поверхностях в задаче формирования гиперспектральных изображений. *В. В. Подлипнов, Р. В. Скиданов* 239
59. Деградация дифракционной эффективности нанокпозиционных голограмм. *А. В. Быков, Е. Б. Шекланова*..... 242
60. Высокоэффективные голограммные дифракционные решетки различного типа в «НПО «ГИПО». *Ф. А. Саттаров, М. Ю. Знаменский, Н. М. Шигапова, Л. А. Максакова, Т. Б. Сидорова, И. И. Хасанова*..... 244
61. Формирование сингулярных световых пучков с заданной топологией поляризации на основе микроструктурированных ЖК элементов. *Е. А. Мельникова, М. В. Бобкова, В. В. Пекаревич, А. Л. Толстик* 247

V. Голограммные и дифракционные оптические элементы: методы компьютерного синтеза, метаматериалы, плазмонные структуры и технологии изготовления

62. Нелокальность фотоотклика объемных полимерных голографических сред. *О. В. Андреева, Б. Г. Манухин, Н. В. Андреева, С. А. Чивилихин* 255
63. Новый тип непоглощающих в видимой области спектра материалов для голографической записи. *М. А. Бугаков, Н. И. Бойко, В. Audia, G. Cipparrone, В. П. Шибяев* 258
64. Высококачественные отражательные брэгговские решетки в фоточувствительном полиметилметакрилате (РММА). *В. М. Петров* 261
65. Влияние коротковолнового УФ излучения на эффективность голографической записи на содержащих желатин регистрирующих средах. *Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер* 263
66. Исследование трансформаций биологических жидкостей методом цифровой голографической интерферометрии. *Т. Б. Кузьмина, А. О. Исмаилов, Н. В. Андреева, О. В. Андреева* 271
67. Применение сдвига спектрального отклика при термообработке для изготовления двухцветных отражательных фотополимерных голограмм. *Д. И. Деревянко, В. В. Шелковников* 273
68. Голографическая запись в полимерных пленках с тиазиновым красителем. *Ю. Д. Лантух, С. Н. Летута, С. Н. Пашкевич, Э. К. Алиджанов* 276
69. Свойства интерференционного поля, образованного у поверхности плоского зеркала при отражении света и возможность создания в нем объемного изображения. *А. И. Шварцвальд* 279
70. Мощные непрерывные лазеры видимого диапазона линейки VLM как источники для записи голограмм. *А. А. Сурин, Т. Е. Борисенко, К. Ю. Прусаков, А. А. Мольков* 283
71. Перспективы развития голографического метода анализа и синтеза объемного изображения на основе использования матричных информационно-вычислительных структур. *И. И. Сальников* 286
72. Динамические свойства голографических решеток и контроль их записи в фоточувствительном полиметилметакрилате (РММА). *В. М. Петров* 289
73. Обобщенная гармоническая линза для систем формирования изображений. *В. С. Васильев, Р. В. Скиданов* 291

VI. Голографическая интерферометрия, голографическая память и оптико-голографическая обработка информации

74. Уменьшение ошибки синтеза фазовых дифракционных оптических элементов методом прямого поиска со случайной траекторией с локализацией шума. *В. В. Краснов, Р. С. Стариков* 297
75. Голографические механизмы квантово-подобных когнитивных феноменов. *А. В. Павлов, В. В. Орлов*. 301
76. Экспериментальное исследование модового датчика волнового фронта, основанного на Фурье-голограммах рассеянных мод волнового фронта. *В. В. Орлов, Ю. В. Венедиктов, А. В. Горелая, Е. В. Шубенкова, Д. З. Жамалатдинов* 306
77. Электронная спекл-интерферометрия методом фазовых шагов. *Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов* 309
78. Дифракционные решетки из желатина для декорирования карамели. *А. П. Торопова, М. И. Фокина* .. 312
79. Голографические исследования деталей ГТД, полученных методом диффузной сварки. *А. М. Царева, Р. Х. Макаева, Д. М. Сафина, В. М. Мухин* 315
80. Применение спекл-интерферометрии при анализе результатов исследования колебаний рабочих колес турбомашин. *А. И. Жужукин* 317
81. Учет дополнительной фазовой модуляции амплитудного ЖК ПВМС при реализации голографических инвариантных корреляционных фильтров. *Д. С. Гончаров, В. В. Краснов, Н. М. Пономарев, Р. С. Стариков* 320
82. Методика расчета оптической схемы спектрографа с объемно-фазовой голограммной решеткой. *И. Гуськов, Э. Муслимов* 324

I. Современные тенденции развития голографии и прикладных оптических технологий

1. Перспективы применения голограммных и дифракционных элементов в оптических системах приборов визуального наблюдения, прицеливания и дополненной реальности

С. Б. Одинокоев, А. Б. Соломашенко, Я. А. Град, В. В. Николаев, Н. В. Пирютин, В. Е. Талалаев
Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

Представлен обзор современных систем визуального наблюдения, прицеливания и дополненной реальности, построенных на основе голограммных и дифракционных оптических элементов, и проведен их анализ. Рассмотрены схемы построения таких устройств, их преимущества и технические параметры устройств на их основе. Приведены результаты собственной разработки системы дополненной реальности на основе световодных пластин с дифракционными решетками.

Ключевые слова: Дифракционные оптические элементы, Дифракционные решетки, Дополненная реальность, Световодная пластина, Оптическая система.

Цитирование: Одинокоев, С. Б. Перспективы применения голограммных и дифракционных элементов в оптических системах приборов визуального наблюдения, прицеливания и дополненной реальности / С. Б. Одинокоев, А. Б. Соломашенко, Я. А. Град, В. В. Николаев, Н. В. Пирютин, В. Е. Талалаев // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 11–13.

Введение

Дополненная реальность представляет собой наблюдаемую нами реальность, к которой с помощью компьютерных средств добавляются цифровые данные в режиме реального времени, для того чтобы дополнить окружающее нас пространство или предметы. В совокупности с развитием цифровых и мультимедийных технологий подобные устройства находят все большее применение в различных отраслях, и спрос на них с каждым годом неуклонно растет. Существует реальная потребность разработки дисплеев на основе световодных пластин и для их последующего возможного применения в таких сферах как логистика, связь, авиация, медицина, производство, ремонт и техническое обслуживание и т. п. Благодаря тому, что выводимая голографическим индикатором картинка будет накладываться на изображение реальной сцены, это устройство позволит, например, отображать карту местности, информацию о дорожной ситуации, маршрут до места назначения, параметры движения транспортного средства, что существенно упростит и сделает более безопасным его управление. Возможность вывода необходимой информации о расположении товаров на складах и на логистических предприятиях в совокупности с одновременной возможностью считывания штрих- или QR-кодов позволит существенно упростить и ускорить работу обслуживающего их персонала, как и вывод контекстных подсказок во время сборки и ремонта сложных агрегатов, транспортных средств и т. п. соответствующими специалистами.

Мировыми лидерами и производителями в области устройств дополненной реальности на данный момент являются компании: Microsoft (США), Daqri (США), Epson (Япония), Vuzix (США), Google (США), Sony (Япония), BAЕ systems (Великобритания). Основными продуктами первых трёх компаний являются следующие устройства: Smart glasses (Daqri), Hololens (Microsoft), Moverio BT-200 (Epson).

Это системы, в которых необходимая информация выводится с помощью оптических систем на основе голограммных и дифракционных оптических элементов (ГОЭ-ДОЭ), и системы на основе традиционных оптических элементов (полупрозрачные зеркала, призмы и т. п.). Использование традиционных оптических элементов приводит к ограничению размеров выходного зрачка, который, не превышает 14 мм при максимальном размере рабочего углового поля в 23 градуса, использование же оптических систем на основе ГОЭ-ДОЭ позволяет увеличить рабочее поле до 44 градусов и увеличивает выходной зрачок таких систем дополненной реальности до 25 мм. Это обеспечивается благодаря тому, что выходной зрачок оптической системы не просто проецируется в плоскость расположения глаз оператора, а увеличивается до необходимых размеров за счет наличия световодной пластины, что приводит к снижению массогабаритных параметров устройства дополненной реальности и делает его более компактным [1–3]. В связи с этим перспективными представляются устройства дополненной реальности на основе световодных пластин и ГОЭ-ДОЭ, в силу большего рабочего поля и увеличенного выходного зрачка.

В [2] описан монохромный дисплей компании BAЕ System (Великобритания). При прохождении излучения вдоль каждого из световодов, оно мультиплексируется вдоль одной из осей. Для ввода и вывода излучения в каждом световоде имеются дифракционные решетки. Излучение, проходя через первый световод, попадает на плотно прилегающую к нему поверхность второго световода, на поверхности которого получена дифракционная решетка. Это излучение является для решетки восстанавливающим. Таким образом, излучение первого порядка дифракции входит во второй световод и распространяется вдоль него. После этого с помощью другой решетки излучение выводится из подложки и формирует для наблюдателя увеличенное

изображение выходного зрачка проекционной системы. Рабочее угловое поле такой системы составляет $35^\circ \times 25^\circ$ при размере выходного зрачка 18 мм.

В [3] представлен монохромный дисплей, включающий в себя стеклянную пластинку, на которой в слое тонкой фоторезистивной среды получены три дифракционные решетки различного периода, полученные вместе на одной прозрачной подложке. Первая решетка вводит излучение в подложку под углом полного внутреннего отражения. Вторая решетка «разворачивает» падающее на нее излучение на 90° , реализуя при этом принцип мультиплексирования зрачков по одной координате. Третья решетка обеспечивает вывод излучения из подложки в сторону наблюдателя. Данная система является монохромной, но в отличие от предыдущей реализована на одной пластине.

Для реализации многоцветных систем используются мультиплексированные дифракционные решетки, рассчитанные под каждую из RGB-компонент, что на практике снижает дифракционную эффективность каждой отдельной решетки, либо применяются три отдельных волновода для каждой из RGB-компонент [4], что увеличивает толщину и усложняет технологический процесс изготовления из-за необходимости точного совмещения трех подложек. При этом на первый план при их разработке и реализации выходит компенсация хроматических aberrаций, связанных с распространением в световоде излучения R, G, B-компонент под разными углами, в силу различных углов дифракции излучения на входе в световодную подложку, а также вопросы определения оптимальных параметров самой подложки, из которой изготовлен световод. Наиболее известная на данный момент система дополненной реальности HoloLens (Microsoft) построена как раз с использованием трех склеенных волноводов и является цветной (размер рабочего углового поля по диагонали составляет 44 градуса).

В 2012 году компании SBG Labs и Rockwell Collins начали разработку малогабаритного дисплея на основе переключаемых Брэгговских решеток. Переключаемые Брэгговские решетки обладают высокой (до 90 %) дифракционной эффективностью и хорошим пропусканием на просвет, но в отличие от статических переключаемых решеток (параметры которых не изменяются), переключаемые решетки гораздо более сложны в изготовлении. К основным недостаткам данной схемы можно отнести сложность изготовления управляющих электродов, на которые подается напряжение в активном режиме их работы, что дополнительно усложняет

схему самого устройства и соответственно повышает его стоимость по сравнению со статическими дифракционными решетками.

В системах компании Lumus (США) осуществлена реализация на основе склеенной стопки зеркал с различным коэффициентом отражения. Данная стопка имеет вид плоскопараллельной пластины, внутри которой излучение распространяется под действием ПВО, а попадая на частично отражающее зеркало, выводится пользователю. При этом зеркала имеют хорошее пропускание на просвет, а такие системы могут составить конкуренцию световодам с ГОЭ-ДОЭ, хотя технология их изготовления существенно сложнее.

Исследования в области применения голограммных и дифракционных элементов в оптических системах приборов визуального наблюдения, прицеливания и дополненной реальности ведутся многими научными коллективами на территории РФ, в том числе в МГТУ им. Н. Э. Баумана [5]. Основной проблемой, возникающей при разработке подобных систем с ДОЭ, является наличие хроматических aberrаций и спектрального размытия изображения при использовании светодиодной подсветки LCOS- или DLP-дисплеев, т. к. даже в случае монохромного исполнения спектральная ширина отдельных составляющих может достигать 50–60 нм. Кроме того, на размер рабочего углового поля системы оказывают влияние показатель преломления и толщина оптического стекла, из которого изготовлен световод. На данный момент разработан макетный образец монохромного и цветного монокулярного устройства отображения информации и визуализации со следующими параметрами: размер выходного зрачка 25 мм, рабочего углового поля 30° по диагонали (для монокулярного исполнения).

Таким образом, можно утверждать, что на данный момент наиболее активно развиваются системы отображения информации и дополненной реальности на основе световодов с дифракционными решетками. Данные световоды могут включать в себя одну или несколько плоскопараллельных пластин для увеличения выходного зрачка по двум направлениям, обеспечивают большие угловые поля, коэффициент пропускания и размер выходного зрачка, а также получение цветного изображения. Благодаря этому подобные элементы могут применяться в таких областях как: наשלменные системы отображения информации для пилотов вертолетов и экипировки солдат; системы отображения информации для автомобилей; системы дополненной реальности.

Список источников

- [1] **Peng, H.** Design and fabrication of a holographic head-up display with asymmetric field of view / H. Peng, D. Cheng, J. Han, C. Xu, W. Song, L. Ha, J. Yang, Q. Hu, Y. Wang // *Applied Optics*. — 2014. — Vol. 53. — № 29. — P. H177–H185.
- [2] **Cameron, A.** Optical Waveguide Technology & Its Application In Head Mounted Displays / A. Cameron // *Proceedings of SPIE*. — 2012. — Vol. 8383. — P. 83830E.
- [3] **Golub, M.** Planar configuration for image projection / M. Golub et al. // *Applied Optics*. — 2006. — Vol. 45. — № 17. — P. 4005–4011
- [4] **Li, G.** Full Color Holographic Optical Element Fabrication for Waveguide-type Head Mounted Display Using Photopolymer / Li G. et al. // *Journal of the Optical Society of Korea* — 2013. — Vol. 17. — № 3. — P. 242–248

- [5] **Одиноков, С. Б.** Оптическая схема получения голографического индикатора для отображения знаково-символьной информации / С. Б. Одиноков, В. В. Маркин, Д. С. Лушников, А. С. Кузнецов, Е. А. Дроздова, А. Б. Соломашенко // Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. «Приборостроение». — 2012. — № 8. — С. 158–166.

Prospects of using hologram and diffraction elements in optical systems of visual observation, sighting and augmented reality devices

S. B. Odinokov, A. B. Solomashenko, Y. A. Grad, V. V. Nikolaev, N. V. Piryutin, V. V. Talalayev
Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The review of modern systems of visual observation, sighting and augmented reality based on holographic and diffractive optical elements is presented, and their analysis is carried out. The schemes of construction of such devices, their advantages and technical parameters of devices based on them are considered. The results of the own development of augmented reality system based on lightguide plates with diffraction gratings are presented.

Keywords: Diffraction optical elements, Diffraction gratings, Augmented reality, Lightguide plate, Optical system.

2. Гармонические киноформные микроструктуры в дифракционной оптике и голографии

Г. И. Грейсух¹, В. А. Данилов², С. А. Степанов¹, А. И. Антонов¹, Б. А. Усиевич³

¹ Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Пенза, Россия

² Научно-технологический центр уникального приборостроения Российской академии наук, Москва, Россия

³ Институт общей физики имени А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

В рамках скалярной и строгой теорий дифракции проведены исследования гармонических пилообразных микроструктур, имеющими глубину рельефа, существенно превышающую центральную длину волны рабочего спектрального диапазона. Показана возможность сохранения высокой дифракционной эффективности независимо от ширины рабочего спектрального диапазона и при значительных углах падения излучения на микроструктуру. Показано также, что хроматизм гармонических линз управляем в весьма широких пределах. Отмечено, что благодаря своим уникальным свойствам гармонические линзы и дифракционные решетки, а также их микрорастры могут успешно пополнить элементную базу не только дифракционной оптики, но и защитной голографии.

Ключевые слова: Гармонические пилообразные микроструктуры, Скалярная и строгая теории дифракции, Дифракционная эффективность, Хроматизм.

Цитирование: Грейсух, Г. И. Гармонические киноформные микроструктуры в дифракционной оптике и голографии / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, С. А. Степанов, А. И. Антонов, Б. А. Усиевич // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 14–19.

Введение

Гармонической микроструктурой сегодня называют рельефно-фазовую пилообразную микроструктуру, которая работает в высоких порядках дифракции ($k \gg 1$) и имеет глубину рельефа, существенно превышающую расчетную длину волны [1]. Известно несколько подходов к исследованию такой микроструктуры в рамках скалярной теории дифракции (СТД) [2, 3]. Однако наиболее наглядным и информативным представляется подход, базирующийся на анализе условий, обеспечивающих таутохронность, при которой лучи, заполняющие один период микроструктуры и «дифрагированные» в рабочий порядок, имеют одинаковую оптическую длину. При этом оптические длины лучей двух примыкающих периодов отличаются на величину, равную произведению целочисленного порядка гармоничности m на расчетную длину волны λ_0 ,

как это показано в случае нормального падения плоской монохроматической волны на рис. 1 для гармонической линзы и на рис. 2 для гармонической дифракционной решетки.

Гармоническая киноформная линза

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), различаются на величину, равную произведению порядка гармоничности на расчетную длину волны, как это и показано на рис. 1. В этом случае таутохронность обеспечивает идеальную фокусировку и концентрацию всей падающей на линзу энергии в единственном фокусе, т. е. единичную дифракционную эффективность (ДЭ). Если линза работает в k -м порядке дифракции, но

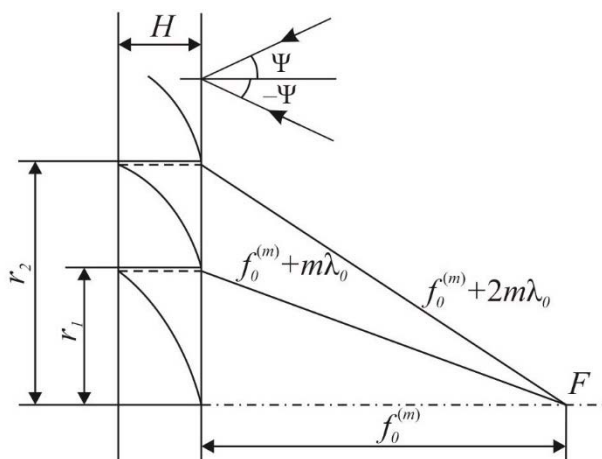


Рис. 1. Три приосевые зоны микроструктуры гармонической киноформной линзы (в верхней части рисунка показано, как соотносится знак угла падения излучения на линзу с пилообразным профилем микроструктуры при расчетах в рамках строгой теории дифракции)

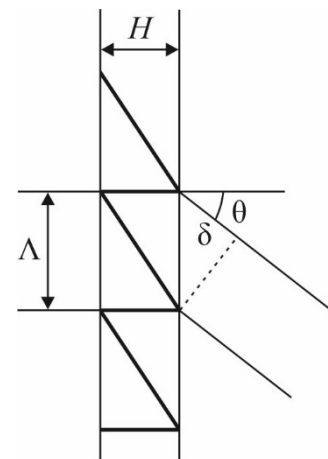


Рис. 2. Фрагмент гармонической дифракционной решетки

Табл. 1. Основные параметры гармонических киноформных линз, выполненных из кроноподобной и флинтоподобной оптических пластмасс

| m | k | PMMA | | PC | |
|-----|-----|--------------------------|--|--------------------------|--|
| | | $\lambda_k, \text{ мкм}$ | $\Delta\lambda = \lambda_k - \lambda_{k+1}, \text{ мкм}$ | $\lambda_k, \text{ мкм}$ | $\Delta\lambda = \lambda_k - \lambda_{k+1}, \text{ мкм}$ |
| 13 | 18 | 0,4074 | 0,0192 | 0,4163 | 0,0173 |
| | 10 | 0,7066 | 0,0615 | 0,6700 | 0,0592 |
| 25 | 35 | 0,4034 | 0,0100 | 0,4125 | 0,0092 |
| | 19 | 0,7149 | 0,0344 | 0,7079 | 0,0332 |
| 50 | 69 | 0,4086 | 0,0052 | 0,4174 | 0,0062 |
| | 38 | 0,7149 | 0,0176 | 0,7080 | 0,0170 |
| 100 | 138 | 0,4086 | 0,0026 | 0,4174 | 0,0024 |
| | 76 | 0,7059 | 0,0087 | 0,6993 | 0,0084 |

$k = m$, то для i -ой гармонической зоны Френеля ($i = 1, 2, 3, \dots$) выше оговоренное равенство оптических длин лучей описывается уравнением

$$Hn_{\lambda_0} + f_0^{(m)} + (i-1)m\lambda_0 = H + f_0^{(m)} + im\lambda_0, \quad (1)$$

где H — глубина i -й зоны; n_{λ_0} и $f_0^{(m)}$ — показатель преломления материала подложки киноформной линзы и фокусное расстояние линзы в m -м дифракционном порядке на расчетной длине волны λ_0 . Равенство оптических длин остальных лучей внутри каждой зоны обеспечивается за счет так называемого согласованного или коррелированного профиля пилообразного рельефа, впервые предложенного в работе [4].

Из уравнения (1) следует, что выполнение условия равенства оптических длин не зависит от фокусного расстояния, которое определяет радиусы гармонических зон. Действительно, из рис. 1 легко видеть, что у i -й зоны расстояние от центра микроструктуры линзы до внешнего края зоны

$$r_i = \sqrt{2if_0^{(m)}m\lambda_0 + (im\lambda_0)^2}. \quad (2)$$

Вновь обращаясь к уравнению (1) и решая его относительно H , нетрудно получить

$$H = m\lambda_0 / (n_{\lambda_0} - 1). \quad (3)$$

Из (3), в частности, следует, что поскольку H от i не зависит, то глубины рельефа всех зон киноформной линзы должны быть одинаковыми.

Таким образом, гармоническая киноформная линза, преобразующая плоскую и нормально падающую на нее волну с длиной λ_0 в сферическую, это дифракционный оптический элемент с пилообразной рельефно-фазовой микроструктурой, характеризующийся, в частности, одновременным выполнением условий (2) и (3).

Пусть рабочая длина волны не совпадает с расчетной $\lambda_0 \neq \lambda_0$. Требуя выполнение условия таутохронности для этой длины волны, найдем номер дифракционного порядка k и фокусное расстояние $f_\lambda^{(k)}$, для которых условие таутохронности по-прежнему будет выполняться. Из уравнения (1) следует, что

$$Hn_\lambda + f_\lambda^{(k)} + (i-1)k\lambda = H + f_\lambda^{(k)} + ik\lambda. \quad (4)$$

И вновь мы видим, что выполнение требуемого условия не зависит от фокусного расстояния и, следовательно, можно принять $f_\lambda^{(k)} = f_\lambda^{(m)} = f_0^{(m)}$.

Решение уравнения (4) с учетом формулы (3) относительно λ дает уравнение для длины волны λ_k , на которой ДЭ в k -м дифракционном порядке будет равна единице

$$\lambda_k = \lambda_0 \frac{m n_\lambda - 1}{k n_{\lambda_0} - 1}. \quad (5)$$

В случае традиционной киноформной линзы, т. е. при $m = 1$, рабочий дифракционный порядок k может принимать значения 1, 2, 3 и т. д., а $\lambda_k \leq \lambda_0$. При этом наибольший интервал между двумя идеально фокусируемыми длинами волн $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2 \cong 0,5\lambda_0$. В результате, если расчетная длина волны λ_0 принадлежит видимому спектральному диапазону ($0,4 \leq \lambda_0 \leq 0,7$ мкм), то все λ_k , начиная с $k \geq 2$, оказываются вне этого диапазона. Принципиально иная ситуация в случае гармонической киноформной линзы с $m \gg 1$. Она допускает все варианты: $k = m$, $k > m$ и $k < m$. Т. е. у гармонической киноформной линзы, идеально фокусируемые длины волн λ_k составляют линейчатый спектр с длинами волн как короче, так и длиннее λ_0 и к тому же существенно меньшими и управляемыми, как будет показано ниже, интервалами между спектральными линиями.

Зависимость показателя преломления оптического материала от длины волны, описываемая той или иной дисперсионной формулой, в любом случае нелинейна, и решать уравнение (5) целесообразно итерационно. В табл. 1 сведены результаты решения этого уравнения, полученные при $\lambda_0 = 0,55$ мкм для гармонических киноформных линз, выполненных из кроноподобного оптического полиметилметакрилата (PMMA) и флинтоподобного поликарбоната (PC) [5] и рассчитанных на работу в видимом спектральном диапазоне $0,4 \leq \lambda \leq 0,7$ мкм.

Как видно из таблицы, при одном и том же порядке гармоничности интервал между двумя идеально фокусируемыми длинами волн $\Delta\lambda$ растет от коротковолнового края рабочего спектрального диапазона к

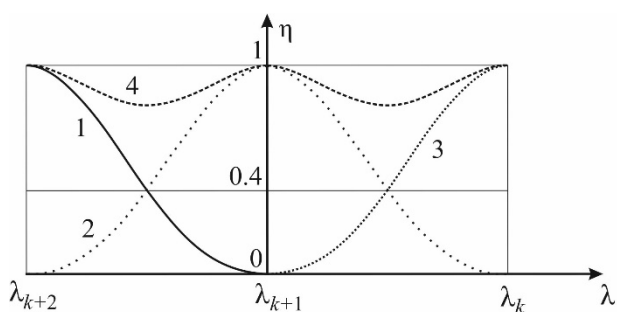


Рис. 3. Зависимости ДЭ от длины волны в k -м (1), $k+1$ -м (2) и $k+2$ -м (3) дифракционных порядках и кривая суммарной ДЭ двух соседних дифракционных порядков (4)

длинноволновому, при этом крайние значения этой величины уменьшаются с ростом m .

ДЭ гармонической киноформной линзы в k -ом дифракционном порядке на произвольной длине волны λ в рамках СТД можно оценить, воспользовавшись известной формулой, приведенной в работе [6].

$$\eta = \left[\frac{\sin\left(\pi \left(k + \frac{m\lambda_0 (\cos\theta - \sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2\theta})}{\lambda (n_{\lambda_0} - 1)} \right)\right)}{\pi \left(k + \frac{m\lambda_0 (\cos\theta - \sqrt{n_\lambda^2 - \sin^2\theta})}{\lambda (n_{\lambda_0} - 1)} \right)} \right]^2. \quad (6)$$

Здесь θ — угол падения излучения из воздуха на элемент со стороны пилообразного рельефа, а n_{λ_0} и n_λ , как и выше, показатель преломления материала подложки киноформной линзы на длинах волн λ_0 и λ , соответственно.

Зависимость ДЭ от длины волны при $\theta = 0$ представлена на рис. 3.

Здесь следует обратить внимание на то, что независимо от каждого из параметров, входящих в выражение (6), кривые $\eta(\lambda)$ пересекаются на одной и той же высоте $\approx 0,4$. Если при этом учесть, что в формировании полезного изображения на любой длине волны $\lambda_{k+1} \leq \lambda \leq \lambda_k$ будет участвовать излучение, одновременно дифрагированное в оба указанных порядка, то график суммарной ДЭ будет иметь вид, представленный кривой 4 на рис. 3. Т. е. на каждой из длин волн, лежащих в промежутке между λ_{k+1} и λ_k ДЭ не опустится ниже 0,8, а на побочные порядки, ответственные за падение контраста в изображении, гало и т. д. будет приходится не более 20 % падающей на киноформ энергии. Причем ДЭ не опустится ниже 0,8 независимо от полной ширины рабочего спектрального диапазона. Здесь уместно заметить, что у обычной киноформной линзы ($m = 1$) при нормальном падении излучения и равенстве ДЭ на краях видимого спектрального диапазона ($0,4 \leq \lambda \leq 0,7$ мкм) эта ДЭ не может быть выше 0,75. Следовательно, с точки зрения эффективности, рассчитанной в рамках СТД, гармоническая линза даже в видимом диапазоне имеет определенное преимущество по сравнению с обычной киноформной.

Табл. 2. Длины волн, обеспечивающие выполнение соответствующих критериев в выбранных дифракционных порядках

| Критерий | k | λ , мкм | |
|-----------------|-----|-----------------|--------|
| | | PMMA | PC |
| $\eta = 1$ | 50 | 0,55 | |
| | 51 | 0,5399 | 0,5403 |
| | 60 | 0,4639 | 0,4688 |
| $f = f_0^{(m)}$ | 50 | 0,55 | |
| | 51 | 0,5392 | |
| | 60 | 0,4583 | |

Обратившись к выражениям (2) и (5), нетрудно видеть, что линейчатый спектр единичной ДЭ не совпадает со спектром, которому соответствует фиксированное фокусное расстояние $f = f_0^{(m)}$. Действительно, условие $f = f_0^{(m)}$ выполняется для длин волн $\lambda = m\lambda_0/k$, независимых от показателя преломления материала линзы, в то время как $\eta = 1$ обеспечивается на длинах волн, в которые показатель преломления входит. О степени несовпадения позволяет судить табл. 2, в которой представлены длины волн, полученные при $\lambda_0 = 0,55$ мкм и $m = 50$ для гармонической киноформной линзы, выполненных из PMMA и PC. Данное несовпадение линейчатых спектров будет пусть и незначительно, но отрицательно влиять на качество изображения.

Далее покажем, какие изменения с ДЭ гармонической киноформной линзы происходят, в рамках СТД, при изменении угла падения излучения на линзу. Из формулы (6) следует, что с ростом θ изменяются значения k при которых ДЭ в заданном интервале длин волн $\eta = 1$. Т. е. в отличие от обычного киноформа ДЭ, вычисляемая в рамках СТД, у гармонического киноформа с ростом угла падения излучения на элемент не падает, а остается практически неизменной. Меняются лишь номера дифракционных порядков, т. е. если при нулевом угле ($\theta = 0$) ДЭ = 1 наблюдалась на какой-то длине волны λ' в k' порядке, то при угле $\theta > 0$ ДЭ = 1, на примерно той же длине волны, передвинется на порядок $k'' > k'$. Однако следует учесть, что реальная ДЭ, которую позволяет достоверно прогнозировать лишь строгая теория дифракции, существенно зависит от отношения периода микроструктуры к глубине рельефа (см., например, [7]), и рост глубины с увеличением порядка гармоничности может привести к ощутимому падению ДЭ, особенно при наклонном падении излучения на микроструктуру.

Для исследования зависимости ДЭ пилообразной гармонической микроструктуры от длины волны и угла падения излучения на микроструктуру в рамках строгой теории дифракции, основанной на решении системы уравнений Максвелла, использовался строгий метод связанных волн (Rigorous coupled-wave analysis, RCWA) [8]. В соответствии с ним пилообразный рельеф дифракционной микроструктуры заменялся ступенчатым, и каждая ступень ограничивала тонкий

слой, образующий бинарную диэлектрическую решетку, к которой применялось разложение в ряд Фурье.

Расчеты, выполненные с использованием компьютерной программы, представленной в [9], показали, что зависимость ДЭ гармонической пилообразной микроструктуры от длины волны, оцениваемая RCWA-методом, имеет ту же самую синусоподобную форму, которую дает и СТД (см. кривую 4 на рис. 2). При этом с ростом угла падения излучения на элемент, как это и прогнозирует СТД, увеличиваются номера дифракционных порядков, на которые приходятся максимумы ДЭ. Сами же максимальное и минимальное значения ДЭ, даваемые как СТД, так и RCWA-методом, не зависят от ширины рабочего спектрального диапазона. В то же время если прогнозируемые СТД максимальное и минимальное значения ДЭ ($\eta_{\max} = 1$; $\eta_{\min} \approx 0,8$) не зависят от угла падения излучения на микроструктуру, то значения η_{\max} и η_{\min} , получаемые RCWA-методом, зависят как от модуля, так и от знака угла падения. При этом значения η_{\max} уменьшаются с ростом модуля угла падения на величину, зависящую от относительного пространственного периода Λ/H и знака угла падения. Что касается η_{\min} , то эта величина в зависимости от модуля и знака угла падения излучения может несколько уменьшаться или, наоборот, увеличиваться. В результате чего наблюдается сглаживание кривой ДЭ или даже ее инвертирование, когда $\eta_{\min} > \eta_{\max}$.

Таким образом, новые явления, относящиеся к ДЭ гармонической линзы и обнаруженные СТД-методом благодаря таутохронному подходу, реально существуют и, более того, достаточно точно описываются в рамках СТД при $\Lambda/H \geq 5$. Однако главным является то, что как усредненное по всему рабочему спектральному диапазону, так и наименьшее значение ДЭ в пределах этого диапазона с ростом модуля угла падения излучения на гармоническую киноформную микроструктуру снижается существенно в меньшей степени, чем в случае двух- и трехслойных двух рельефных дифракционных микроструктур [10, 11], имеющих одинаковые с гармонической микроструктурой относительные пространственные периоды.

В заключение коснемся хроматизма гармонической линзы. Одной из общепринятых характеристик хроматизма первого порядка оптических элементов является коэффициент дисперсии. У обычных рефракционной и киноформной линз этот коэффициент имеет вид

$$v_{RL} = (n_{\bar{\lambda}} - 1) / (n_{\lambda_{\min}} - n_{\lambda_{\max}}) \quad (7)$$

и

$$v_{KL} = \bar{\lambda} / (\lambda_{\min} - \lambda_{\max}) \quad (8)$$

соответственно [12–14]. В формуле (7) $n_{\bar{\lambda}}$, $n_{\lambda_{\min}}$ и $n_{\lambda_{\max}}$ показатель преломления материала рефракционной линзы на центральной $\bar{\lambda}$ и крайних длинах волн λ_{\min} , η_{\max} рабочего спектрального диапазона. Чем больше

Табл. 3. Коэффициенты дисперсии элементов различных типов

| Коэффициент дисперсии | Оптический материал | |
|---|---------------------|--------|
| | PMMA | PC |
| v_{RL} | 25,5 | 12,48 |
| v_{KL} | –1,83 | |
| v_{GRL} ($m = 50$; $\lambda_0 = 0,55$ мкм; $k_{\min} = 38$) | –80,74 | –82,79 |

по модулю коэффициент дисперсии, тем меньше хроматизм. В обобщенном виде, не зависящем от типа оптического элемента, коэффициент дисперсии можно записать как

$$v = \Phi_{\bar{\lambda}} / (\Phi_{\lambda_{\min}} - \Phi_{\lambda_{\max}}), \quad (9)$$

где $\Phi_{\bar{\lambda}}$, $\Phi_{\lambda_{\min}}$ и $\Phi_{\lambda_{\max}}$ — значения оптической силы элемента (величины, обратной фокусному расстоянию) на соответствующей длине волны.

Если учесть, что в знаменателе формулы (9) должна быть максимальная по модулю разность оптических сил элемента в пределах рабочего спектрального диапазона, то в случае гармонической киноформной линзы, как следует из табл. 1, за максимальную и минимальную длины волн, приводящие к максимальной разнице оптических сил, следует принять $\lambda_{\max} = \lambda_{k_{\min}}$ и $\lambda_{\min} = 0,5(\lambda_{k_{\min}} + \lambda_{k_{\min}+1})$. Тогда центральной длиной волны окажется $\bar{\lambda} = 0,5(\lambda_{\max} + \lambda_{\min})$. В результате, используя выражение (7), для коэффициента дисперсии гармонической киноформной линзы получим

$$v_{GKL} = 0,5 \frac{\lambda_{k_{\min}+1} + 3\lambda_{k_{\min}}}{\lambda_{k_{\min}+1} - \lambda_{k_{\min}}}. \quad (10)$$

В табл. 3 приведены для сравнения коэффициенты дисперсии элементов вышеперечисленных типов, выполненных из оптических пластмасс PMMA и PC, полученные для видимого спектрального диапазона ($\lambda_{\min} = 0,4$ мкм, $\lambda_{\max} = 0,7$ мкм).

Сразу же подчеркнем, что элементы различных типов, включая и гармоническую киноформную линзу, при одинаковых оптических силах $\Phi_{\bar{\lambda}}$ и равных по модулю коэффициентах дисперсии будут иметь одинаковый по модулю продольный хроматизм, т. е. модули максимальных смещений фокальных плоскостей в рабочем спектральном диапазоне будут равными. Следует также обратить внимание на то, что хроматизм гармонической киноформной линзы выбором порядка гармоничности m может управляться в весьма широких пределах и оказаться, например, меньшим, чем у самых легких кронов. Таким образом, в плане хроматизма гармоническая киноформная линза обладает уникальными свойствами, отличающими ее от оптических элементов всех остальных типов.

Гармоническая дифракционная решетка

Обратимся к рис. 2, на котором показаны период решетки Λ , глубина пилообразного рельефа H и угол

дифракции θ . Очевидно, что $\delta = \Lambda \sin \theta$, и все падающее излучение будет дифрагировать в m -й порядок, распространяясь под углом θ , для которого выполняется условие

$$Hn_{\lambda_0} - (H + \Lambda \sin \theta) = 0. \quad (11)$$

Отсюда

$$H = \frac{\Lambda \sin \theta}{n_{\lambda_0} - 1}. \quad (12)$$

С другой стороны, в соответствии с известной формулой дифракционной решетки

$$\sin \theta = \frac{m\lambda_0}{\Lambda}. \quad (13)$$

Подставляя (13) в (12) для глубины рельефа получим

$$H = \frac{2m\lambda_0}{n_{\lambda_0} - 1}. \quad (14)$$

Очевидно, что излучение с любой другой длиной волны, удовлетворяющей условию

$$\lambda_k = \frac{m}{k} \lambda_0 \quad (15)$$

будет дифрагировать под тем же самым углом θ , но дифракционная эффективность будет на несколько процентов меньше из-за того, что $n_{\lambda_k} \neq n_{\lambda_0}$.

Таким образом гармоническая дифракционная решетка на дискретных длинах волн λ_k будет эквивалентна призме, выполненной из материала с бесконечно большим коэффициентом дисперсии. В то же время для промежуточных длин волн коэффициент дисперсии материала призмы будет конечным и зависеть от порядка гармоничности.

Есть все основания полагать, что благодаря своим уникальным свойствам гармонические линзы и дифракционные решетки, а также их микроастрты могут успешно пополнить элементную базу не только дифракционной оптики, но и защитной голографии.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-19-01461).

Список источников

- [1] **Sweeney, D. W.** Harmonic diffractive lenses / D. W. Sweeney, G. E. Sommargen // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2469–2475.
- [2] **Харитонов, С. И.** Геометрооптический расчёт фокального пятна гармонической дифракционной линзы / С. И. Харитонов, С. Г. Волотовский, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 3. — С. 331–337.
- [3] **Хонина, С. Н.** Анализ фокусировки гармонической дифракционной линзой с учётом дисперсии показателя преломления / С. Н. Хонина, С. Г. Волотовский, А. В. Устинов, С. И. Харитонов // Компьютерная оптика. — 2017. — Том 41. — № 3. — С. 338–347.
- [4] **Слюсарев, Г. Г.** Оптические системы с фазовыми слоями / Г. Г. Слюсарев // Доклады Академии наук СССР. — 1957. — Том 113. — № 4. — С. 780–782.
- [5] Zemax Virtual Prototyping / <http://www.radiantzemax.com>.
- [6] **Buralli, D. A.** Optical performance of holographic kinoforms / D. A. Buralli, G. M. Morris, J. R. Rogers // Applied Optics. — 1989. — Vol. 28. — № 5. — P. 976–983.
- [7] **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.
- [8] **Moharam M. G.** Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings / M. G. Moharam, T. K. Gaylord // J. Opt. Soc. Am. 1982. — Vol. 72. — № 10. — P. 1385.
- [9] Modal and C Methods Grating Design and Analysis Software / URL: <http://www.mcgrating.com>.
- [10] **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.
- [11] **Грейсух, Г. И.** Спектральная и угловая зависимости эффективности рельефно-фазовых дифракционных линз с двух- и трехслойной микроструктурами / Г. И. Грейсух, В. А. Данилов, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов Б. А. Усиевич // Оптика спектроскопия. — 2015. — Том 118. — № 6. — С. 118–125.
- [12] **Чуриловский, В. И.** Теория хроматизма и аберраций третьего порядка. — Л.: Машиностроение, 1968. — 311 с.
- [13] **Грейсух, Г. И.** Сравнительный анализ хроматизма дифракционных и рефракционных линз / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов // Компьютерная оптика. — М.: ИСОИ РАН, МЦНТИ, 2005. — Вып. 28. — С. 60–65.
- [14] **Greisukh, G. I.** Diffractive-Refractive Hybrid Corrector for Achromatic and Apochromatic Corrections of Optical Systems / G. I. Greisukh, E. G. Ezhov, S. A. Stepanov // Applied Optics. — 2006. — Vol. 45. — № 24. — P. 6137–6141.

Harmonic kinoform microstructures in diffractive optics and holography

G. I. Greisukh¹, V. A. Danilov², S. A. Stepanov¹, A. I. Antonov¹, B. A. Usievich³

¹ Penza State University of Architecture and Civil Engineering, Penza, Russia

² Scientific and Technological Center of Unique Instrumentation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Within the framework of the scalar and strict diffraction theories, studies of harmonic sawtooth microstructures with a depth of relief substantially exceeding the central wavelength of the working spectral range were carried out. The possibility of maintaining high diffraction efficiency is shown irrespective of the width of the working spectral range and at significant angles of incidence of the radiation on the microstructure. It is also shown that the chromaticity of harmonic lenses is controlled in a very wide range. It is noted that due to their unique properties, harmonic lenses and diffraction gratings, as well as their microarrays can successfully replenish the elemental base not only of diffractive optics, but also of protective holography.

Keywords: Harmonic sawtooth microstructures, Scalar and strict diffraction theories, Diffraction efficiency, Chromatism.

3. Пленоптические системы в приложении к голографии

Ю. Н. Овечкис

Московский политехнический университет, Москва, Россия

Приводятся основные принципы нового пленоптического метода видео-, кино- и фотосъемки, история развития, отражены как некоторое сходство с голографией, так и принципиальные различия, приводятся примеры возможного применения в изобразительной голографии.

Ключевые слова: Интегральная фотография, Пленоптическая камера, Голография, Автостереоскопия, Стереоскопия.

Цитирование: Овечкис, Ю. Н. Пленоптические системы в приложении к голографии / Ю. Н. Овечкис // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 20–21.

В докладе рассмотрены основы пленоптического способа регистрации информации о пространственных характеристиках отображаемых объектов видео-, кино- или фотосъемки. Подобно голографии информация записывается в закодированном виде на фоторегистрирующий носитель, причем в цифровом виде, а соответствующее программное обеспечение позволяет определить пространственные координаты точек объектов и построить их виртуальную модель. Таким образом, осуществляется запись светового поля, падающего на фоторегистратор с запоминанием направления световых лучей. При этом в отличие от голографического интерференционного метода регистрации волнового поля, запись с кодировкой производится в обычном белом свете.

Термин «пленоптика» происходит от латинского «пленус» — полный и древнегреческого «оптикус» — зрительный, т. е. полный обзор, что весьма родственно термину «голография» — древнегреческое «полный» и «пишу».

Идеология пленоптики восходит к предложенному в 1908 году Габриэлем Липпаном [1] способу съемки интегральной фотографии, в соответствии с которым перед фотопластиной располагался растр, состоящий из множества сферических микролинз. Это позволяет осуществить одновременную регистрацию множества ракурсов снимаемого объекта и после химико-фотографической обработки восстановить объемное изображение объекта съемки. Способ впоследствии развивался и совершенствовался многими исследователями, в том числе отечественными, для получения автостереоскопических изображений высокого качества. Стали применять растры с цилиндрическими линзами — ленткулярные растры [2], существенно упростившие технологию, но ограничившие изменение ракурсов только в горизонтальном направлении, а

также появились предложения использовать промежуточный объектив с достаточно большой апертурой, определяющей границы регистрируемых ракурсов съемки [3, 4]. Однако, все эти способы предусматривали аналоговую регистрацию на стеклянный, пленочный или бумажный фотоноситель с последующим восстановлением изображения в белом свете.

Принципиальное изменение метода заключается в переходе на цифровые методы [5, 6]. В отличие от способа изготовления фотографии Липпмана с объективом регистрация изображения производится на светочувствительный сенсор — высокоразрешающую ПЗС матрицу. Съемка осуществляется (рис. 1) основным объективом с полностью открытой диафрагмой через растр с микролинзами, установленный в его фокальной плоскости [5, 6]. При этом на матрице регистрируется распределение интенсивности в выходном зрачке объектива. Таким образом, каждый пиксель за микролинзой характеризует информацию о соответствующем ракурсе элемента изображения, а его разрешение определяется количеством микролинз.

По известным координатам расположения пикселей и центров микролинз и с учетом световой интенсивности на каждом пикселе специально разработанное программное обеспечение позволяет расчетным путем определить направление и интенсивность световых пучков, исходящих из объектива, т. е. получить виртуальную модель светового поля за объективом.

С полученными таким образом изображениями можно производить всевозможные преобразования — перефокусировку, менять глубину резкости, выделять различные сечения снимаемых объектов, устанавливать виртуальные диафрагмы произвольной формы [7]. Допустимо также получать множество одноракурсных изображений в пределах апертуры съемочного объектива. Это позволяет получать исходные ракурсы для

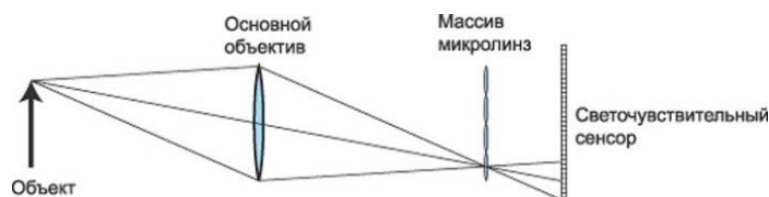


Рис. 1. Схематическое изображение хода лучей в пленоптической камере [5]

формирования стереоскопических изображений, причем с возможностью выбора съемочного базиса для учета параметров их демонстрации [6].

Простота выбора ракурсов при выводе их изображений на экран может оказаться полезна при изготовлении синтезированных голограмм с изменением ракурсов по горизонтали и вертикали [8]. Сочетание пле-

ноптической технологии с методами проекции объемных изображений на голографический экран [4] представляется интересным для возобновления работ по созданию системы голографического кинематографа. Основанием для такого утверждения служит созданный фирмой Lytro прототип пленоптической кинокамеры с матрицей 755 мегапикселей и частотой смены кадров 300 Гц [9].

Список источников

- [1] **Lippmann, G.** Epreuves réversibles. Photographies intégrées / G. Lippmann // Comptes rendus de l'Académie des Sciences de Paris. — 1908. — Vol. 146 (9). — P. 446–451.
- [2] **Patent № 1 128 979 USA.** Stereoscopic picture / W. Hess. — Publ. 01.06.1912.
- [3] **Дудников, Ю. А.** Растровые системы для получения объемных изображений / Ю. А. Дудников, Б. К. Рожков. — Л.: Машиностроение, Ленинградское отд., 1986. — 214 с.
- [4] **Комар, В. Г.** Изобразительная голография и голографический кинематограф / В. Г. Комар, О. Б. Серов М: Искусство, 1987. — 286 с.
- [5] С. Асмаков. Пленоптические камеры: новая эра фотографии / URL: <https://compress.ru/article.aspx?id=14645>.
- [6] **Adelson, E. H.** Single lens stereo with a plenoptic camera / E. H. Adelson и J. Y. A. Wang // IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence. — 1992 — Vol. 14. — № 2. — P. 99–106.
- [7] **Ватолин, Д. С.** Рендеринг фокуса, разрешения, формы диафрагмы, формы затвора пленоптических камер / Д. С. Ватолин // Мир техники кино. — 2016. — 4 (10). — С. 14–21.
- [8] **Zacharovas, S.** Advances in Digital Holography / S. Zacharovas // IWHM 2008 International Workshop on Holographic Memories Digests. — Japan, 2008. — P. 55–67.
- [9] Rishi Sanyal, Jeff Keller. Change of focus: 755 MP Lytro Cinema camera enables 300 fps light field video / URL: <https://www.dpreview.com/news/1169305265/lytro-cinema-brings-light-field-technology-to-filmmakers>.

Plenoptic systems and holography

Y. N. Ovechkis

Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia

The report describes the basics of the plenoptic method of recording information about the spatial characteristics of the displayed objects of video, film or photography. Like holography, information is written in coded form on a photo-recording material, but in digital form, and the corresponding software allows to determine the spatial coordinates of the points of objects and build their virtual model. Thus, the light field falling on the photo recorder is recorded in digital form with memorization of the light rays directions. In this case, unlike the holographic interference method of wave field registration, the recording with the encoding is made in the usual white light. Examples of possible application in image holography are given.

Keywords: Integral photography, Plenoptic camera, Holography, Autostereoscopy, Stereoscopy.

4. Оптические поляризационные защитные элементы и интерактивные способы их верификации с помощью смартфонов

А. В. Смирнов

АО «НПО «Криптен», Дубна, Россия

Цитирование: **Смирнов, А. В.** Оптические поляризационные защитные элементы и интерактивные способы их верификации с помощью смартфонов / А. В. Смирнов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018, 2018. — С. 22.

Современная защищенная полиграфия нуждается в средствах визуальной защиты первого уровня, не требующего специальных средств для его верификации. Вновь разрабатываемые элементы должны быть высокотехнологичны, легко воспринимаемыми обычными людьми и, в то же время, трудно имитируемыми и подделываемыми.

Окна в банкнотах и идентификационных документах стали настоящим трендом последнего времени, а использование разных защитных признаков с разных сторон изделия, а также элементы, визуализируемые на просвет, делают документы более защищенными. Наиболее простым средством идентификации, имеющимся у каждого под рукой, является смартфон. И использование его в качестве простейшего прибора идентификации подлинности документа или банкноты — это современная действительность!

НПО «Криптен» разработало серию изделий с применением скрытых поляризованных изображений.

В данной презентации будет рассмотрены случаи использования скрытых поляризованных изображений в качестве прототипов оконных элементов. Полутонные, цветные, цветопеременные, муаровые поляризованные изображения будут рассмотрены в качестве самостоятельных и комбинированных защитных элементов для изделий, содержащих окна. Смартфон, как источник поляризованного света, идеально подходит для их визуализации. Интерактивность процесса верификации защитного элемента достигается с помощью простого приложения для смартфона. Достаточно запустить приложение и наложить на экран защитный элемент, чтобы воспроизвести скрытый образ, невидимый в обычном свете. Простота верификации и возможность комбинирования с классическими радужными или объемными голограммами делает защитный элемент весьма привлекательным и перспективным.

Optical polarization protection elements and interactive methods for their verification using smartphones

A. V. Smirnov

Research and Production Company "Krypten", Dubna, Russia

5. Голографический метод Юрия Николаевича Денисюка и его использование в направлении духовного возрождения нации (Республика Беларусь). Прошлое. Настоящее. Будущее

Л. В. Танин^{1,2}, В. А. Танин¹, Л. Н. Танина², С. Н. Гинак²

¹ ЗАО «Голографическая индустрия», Минск, Республика Беларусь

² ООО «Магия света», Минск, Республика Беларусь

В работе представлены результаты многолетних экспериментов по записи художественных голограмм раритетных объектов культуры и искусства, а также уникальных православных святынь в период с 1976 по 2018 год, также обобщается многолетний опыт использования голографического метода Ю. Н. Денисюка для просвещения населения, возрождения и укрепления духовных ценностей нации. Более 40 лет назад была начата работа по систематизации и созданию каталога историко-культурных, духовных, религиозных ценностей и святынь для создания их голографических образов. Тогда же были предприняты первые и очень успешные шаги в выставочной деятельности, которая позволила донести эти голографические образы до широчайших народных масс. Были выработаны общие позиции с Православной церковью, получено ее благословение на продолжение и дальнейшее развитие работ, объединяющих христианские ценности и голографические методы. Впервые в мире голограмма — «Крест Евфросинии Полоцкой» — заняла место среди икон Православного храма (Церковь Покрова Пресвятой Богородицы, г. Минск). В настоящий момент в церковных кругах все чаще проявляется осознание, что голография позволяет не только сохранить визуальный образ с высочайшей точностью, недоступной фотографии и другим средствам записи изображения, но и «запомнить и передать» духовную составляющую. Благословение было дано Патриархом Московским и всея Руси Алексием II, а также предшествующим и ныне действующими Патриархами Экзархами всея Беларуси Филаретом и Павлом. Просветительские выставки голограмм стали практически ежегодным событием и имеют, как правило, международный масштаб. Находятся и новые форматы их проведения. Так в 2015 г. была проведена многодневная выставка-семинар художественных голограмм под девизом «Молодежь и наука: через сотрудничество и образование — к новым открытиям и победам!», где наряду с демонстрацией голограмм ведущие ученые и специалисты Беларуси читали лекции и проводили семинары по актуальным проблемам современной науки и техники. Сейчас реализуется проект по разработке и освоению в производстве инновационных высокоинформативных средств обучения нового поколения на основе голографии, ориентированный на учреждения среднего образования.

Ключевые слова: Голография, Метод Денисюка, Выставки, Просвещение, Православие, Духовные ценности, Культурные ценности, Выставка-семинар, Средства обучения.

Цитирование: Танин, Л. В. Голографический метод Юрия Николаевича Денисюка и его использование в направлении духовного возрождения нации (Республика Беларусь). Прошлое. Настоящее. Будущее / Л. В. Танин, В. А. Танин, Л. Н. Танина, С. Н. Гинак // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 23–24.

Открытый Ю. Н. Денисюком голографический метод регистрации и восстановления информации во встречных пучках, как подтвердило время, несет в себе неисчерпаемый потенциал применения в самых различных областях культуры, науки, техники. Работы, выполненные в Беларуси, открыли новое направление использования этого потенциала — сохранение и возрождение историко-культурных и духовных ценностей и на этой основе просвещение самых широких слоев общества и утверждение общечеловеческих ценностей.

Первая Всесоюзная выставка голограмм, проведенная ровно 40 лет назад в Минске, вызвала небывалый интерес и наглядно проявила то влияние, которое посредством голографии можно оказывать на сознание и даже мировоззрение человека. Для посетителей той выставки она и поныне остается одним из самых ярких воспоминаний.

На основе этого опыта была начата работа в направлении создания голографических образов исторических и духовных ценностей. В середине 80-х годов была завершена работа по созданию каталога объектов, находящихся на территории Беларуси и пригодных для голографической записи имеющимися в то время

техническими средствами. В каталог вошли раритеты разных эпох из 11 музеев, 6 костелов и церквей, ряда организаций, имеющих свои музеи или экспозиции. В 1979 г. была записана первая голограмма в рамках данного проекта — потир 16 века. На сегодняшний день количество голограмм по данной тематике приближается к сотне.

Проект был поддержан Православной церковью. С благословения Патриаршего Экзарха всея Беларуси Филарета в 2008 г. был создан голографический образ главной святыни Беларуси — Крест Евфросинии Полоцкой. Работа была высоко оценена патриархом Московским и всея Руси Алексием II.

23 октября 2008 года голограмма «Крест Преподобной Евфросинии княжны Полоцкой», была передана в дар Святейшему Патриарху Московскому и всея Руси Алексею II, посетившему Республику Беларусь по случаю празднования 1020 лет Крещения Руси. Она стала первой в мировой практике голограммой, которая заняла место среди икон Православного храма (Церковь Покрова Пресвятой Богородицы, г. Минск). В это же время было получено благословение Его Святейшества Алексея II на дальнейшее продолжение работ по созданию голографических образов святынь на

благо церкви. В настоящий момент в церковных кругах все чаще проявляется осознание, что голография позволяет не только сохранить визуальный образ с высочайшей точностью, недоступной фотографии и другим средствам записи изображения, но и «запомнить и передать» духовную составляющую. Свое благословение на продолжение работ в этом направлении дал ныне действующий Патриарший Экзарх всея Беларуси Павел. Активную поддержку оказывают протоиерей Федор Повный, архиепископ Гурий, архиепископ Стефан, епископ Вениамин, многие другие священнослужители. Так были записаны наиболее значимая в Беларуси Жировичская икона Божией Матери и самая древняя в Беларуси нерукотворная икона Божьей Матери «Купятицкая».

С целью ознакомления широких слоев населения, в основном молодого поколения, начиная с 1978 г. в Беларуси регулярно проводились масштабные выставки по художественной голографии. В частности, в 1978 г. — Первая Всесоюзная выставка художественных голограмм; в 1983 году — выставка художественных голограмм «Голография-1983. Минск»; в 2008 году — «Волшебный мир голографии» в г. Жодино, с 3 октября по 20 декабря 2011 г. — Первая Всемирная выставка художественных голограмм «Голография-2011. Минск»; с 30 июня по 19 августа 2012 г. — Международная выставка художественных голограмм «Голография-2012. Витебск», с 5 октября по 18 декабря 2012 г. — Вторая Всемирная выставка

художественных голограмм «Голография-2012. Астана»; с 3 мая по 30 июня 2013 г. — Международная выставка художественных голограмм «Голография-2013. Гомель»; с 25 апреля по 6 июля 2014 г. — Международная выставка художественных голограмм «Голография-2014. Минск»; с 25 октября 2014 г. по 18 января 2015 г. — Международная выставка художественных голограмм «Голография-2014. Гродно»; с 23 февраля по 31 августа 2018 г. — Выставка художественных голограмм «Голография-2018. Минск».

Следует также отметить серию голограмм «Клады земли белорусской», которая включает в себя образы наиболее ценных раритетов из музеев Беларуси. В нынешнем году были записаны голограммы ряда уникальнейших печатных изданий, выпущенных в свет белорусскими мастерами. Среди них — «Книга царств» Франциска Скорины (1518 г.) и «Евангелие» Петра Мстиславца (1575 г.).

Со 2 апреля по 3 мая 2015 г. проводилась выставка-семинар художественных голограмм — «Голография-2015. Жодино» под девизом «Молодежь и наука: через сотрудничество и образование — к новым открытиям и победам!» Ведущими учеными и специалистами были прочитаны лекции в области лазерной физики, голографии, нелинейной и когерентной оптики и т. д., а также учащимся школ и гимназий г. Жодино были подарены голографические наглядные учебные пособия нового поколения по физике, биологии и истории.

The holographic method of Yuri Nikolaevich Denisyuk and its use in the direction of spiritual revival of the nation (Republic of Belarus). Past. Present. Future

L. V. Tanin^{1,2}, V. A. Tanin¹, L. N. Tanina², S. N. Ginak²

¹ Holography Industry, Minsk, Republic of Belarus

² Light Magic, Minsk, Republic of Belarus

The paper presents the results of years of experiments on the recording of artistic holograms of rarity objects of culture and art, as well as unique Orthodox shrines from 1976 to 2018. The paper also summarizes many years of experience using the holographic method of Y. Denisyuk for enlightening the population, reviving and strengthening spiritual values of the nation. More than 40 years ago, work was begun to systematize and create a catalog of historical, cultural, spiritual, religious values and shrines in order to create their holographic images. At the same time, the first and very successful steps were taken in the exhibition activity, which enabled these holographic images to be conveyed to the broadest masses of the people. Common positions were developed with the Orthodox Church, and its blessing was received for the continuation and further development of works that unite Christian values and holographic methods. For the first time in the world, the hologram — “The Cross of Saint Euphrosyne of Polotsk” — took its place among the icons of the Orthodox Temple (Church of the Intercession of the Mother of God, Minsk). At the present time, in the church circles, awareness is increasingly manifested that holography allows not only to preserve a visual image with the highest accuracy, inaccessible to photography and other means of recording an image, but also to “remember and transmit” the spiritual component. The blessing was given by the Patriarch of Moscow and All Russia Alexey II, as well as the previous and current Patriarchal Exarchs of all Belarus Philaret and Paul. The educational exhibitions of holograms have become almost an annual event and have, as a rule, an international scale. There are new formats for carrying out such exhibitions. So, in 2015, a multi-day exhibition-seminar of artistic holograms was held under the slogan “Youth and Science: through cooperation and education — to new discoveries and victories!” Where, along with the demonstration of holograms, leading scientists and specialists of Belarus lectured and held seminars on topical problems of modern science and technology. Now, a project is being implemented to develop and create innovative high-information learning tools of a new generation based on holography, which are aimed at secondary education.

Keywords: Holography, Denisyuk method, Exhibitions, Education, Orthodoxy, Spiritual values, Cultural values, Exhibition-seminar, Educational means.

6. Гиперспектральная голография. Техника и принципы

С. Г. Каленков¹, Г. С. Каленков², А. Е. Штанько³

¹ НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета, Москва, Россия

² ООО «Микрохоло», Москва, Россия

³ Московский государственный технологический университет «Станкин», Москва, Россия

Рассматриваются и обсуждаются принципы записи гиперспектральных голограмм в некогерентном свете. Показано, что комплексная амплитуда гиперспектрального объекта на заданной спектральной частоте определяется Фурье-преобразованием функции взаимной корреляции объектной и опорной волн. Рассмотрена взаимосвязь между принципами записи числовых гиперспектральных голограмм, полученных на 2D Фурье-спектрометрах и голограммами, полученными во встречных пучках по схеме Денисюка.

Ключевые слова: Оптика, Гиперспектральная голография, Голограммы во встречных пучках.

Цитирование: Каленков, С. Г. Гиперспектральная голография. Техника и принципы / С. Г. Каленков, Г. С. Каленков, А. Е. Штанько // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 25–26.

Настоящая работа посвящена дальнейшему развитию техники и принципов цифровой гиперспектральной голографии в некогерентном свете, предложенной в серии наших работ [1–4]. В этих работах мы впервые показали, что оптическая схема Фурье-спектрометра с двумерной матрицей регистрации (2D Фурье-спектрометр) может быть с успехом применена для регистрации цифровых гиперспектральных голограмм. Мы также получили голографические изображения ряда микрообъектов в различных спектральных диапазонах (в различных цветах), используя для записи голограмм источники некогерентного белого света, например, светодиод или лампу накаливания. Мы показали, что комплексная амплитуда многоцветного (гиперспектрального) объекта вычисляется путем Фурье-преобразования интерферограммы в каждом пикселе 2D матрицы по переменной равной величине смещения зеркала интерферометра.

В настоящей работе мы приводим еще одну, впрочем, эквивалентную интерпретацию вычисления голографических изображений объектов. Мы рассмотрели световое поле некогерентного источника, как случайную функцию, случайный во времени сигнал. При этом, объектное поле $f(\xi, t)$ представляет собой случайный по времени сигнал в пикселе с координатой ξ 2D приемной матрицы. Объектное поле, где $g(\xi, t)$ — опорная волна, $t(\sigma, \xi)$ — комплексная функция пропускания объекта — транспаранта на спектральной

частоте σ . Мы показали, что Фурье-преобразование функции взаимной корреляции двух случайных функций

$$K_{fg}(\tau) = \int f(t)g^*(t - \tau)dt$$

объектного и опорного полей дает комплексную амплитуду объекта на заданной спектральной частоте σ ($\sigma = 1/\lambda$, λ — длина волны). Отметим, что сама функция взаимной корреляции, по существу, и представляет собой интерферограмму, которая регистрируется на 2D Фурье-спектрометре.

Заключение

В настоящей работе мы показали тесную взаимосвязь между принципами записи числовых гиперспектральных голограмм, полученных на 2D Фурье-спектрометре и голограммами, полученными во встречных пучках по схеме Денисюка. Мы показали, что выражение, описывающее структуру почернения объемного фотослоя при записи голограммы по схеме Денисюка (аналоговая голограмма) совпадает по виду с выражением для интерферограммы, полученной на 2D матрице Фурье спектрометра.

В работе приводятся также ряд новых экспериментальных результатов по записи и реконструкции гиперспектральных голографических изображений в белом свете.

Список источников

- [1] Каленков, Г. С. Гиперспектральная голографическая Фурье-микроскопия / С. Г. Каленков, А. Е. Штанько // Квантовая электроника. — 2015. — Том 45. — № 4. — С. 333–338.
- [2] Kalenkov, S. G. Spectrally-spatial Fourier-holography / G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Optics Express. — 2017. — Vol. 21. — № 21. — P. 24985–24990.
- [3] Kalenkov, G. S. Hyperspectral Holographic Fourier-Microscopy / S. Kalenkov, A. Shtanko // Imaging and Applied Optics. — 2014. — P. DTh3B.7.
- [4] Kalenkov, S. G. Hyperspectral digital holography of microobjects / G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Proc. SPIE 9386, Practical Holography XXIX: Materials and Applications. — 2015. — P. 938604.

Hyperspectral holography. Principles and techniques

S. G. Kalenkov¹, G. S. Kalenkov², A. E. Shtanko³

¹ Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia

² Microholo Ltd., Moscow, Russia

³ Moscow Technical University "Stankin", Moscow, Russia

Principles of hyperspectral recording of holograms in non-coherent light are considered and discussed. It is shown that the complex amplitude of a hyperspectral object at a given spectral frequency is determined by the Fourier transform of the mutual correlation function of the object and reference waves. The interrelation between the principles of recording numerical hyperspectral holograms obtained on 2D Fourier spectrometers and holograms obtained in the oncoming beams by Denisyuk is considered.

Keywords: Optics, Hyperspectral holography, Holograms in oncoming beams.

7. Исследование твердых прозрачных объектов методом оптической томографии

Г. Г. Левин, В. Л. Минаев, К. Н. Миньков, М. М. Ермаков

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

В работе описаны микроинтерферометр, реализующий метод оптической томографии для исследования твердых прозрачных объектов, а также приведены результаты экспериментальных исследований по определению распределения показателя преломления и его количественных значений для оптических диэлектрических микрорезонаторов с модами типа «шепчущей галереи».

Ключевые слова: Оптическая томография, Интерферометрия, Микроинтерферометр, Распределение показателя преломления, Иммерсия, Микрорезонатор, Моды типа «шепчущей галереи», аддитивные технологии.

Цитирование: Левин, Г. Г. Исследование твердых прозрачных объектов методом оптической томографии / Г. Г. Левин, В. Л. Минаев, К. Н. Миньков, М. М. Ермаков // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 27–28.

Введение

Развитие новых технологий создания изделий с заранее заданными свойствами требует новых систем диагностики и измерений различных характеристик данных изделий, в том числе и описывающих внутреннюю структуру. Например, при изготовлении объектов с использованием аддитивных технологий необходимо не только измерять форму и структуру поверхности, но также и однородность материала внутри изделия. В последнее время методы создания оптических деталей с использованием аддитивных технологий получили развитие, что позволило создавать элементы произвольной формы с переменным показателем преломления внутри. Аналогичные задачи возникают при изготовлении объектов из растворов и расплавов различных веществ. В частности, при создании волокон с переменным профилем показателя преломления необходимо контролировать распределение последнего, как в готовых изделиях, так и в заготовках. При этом важным является получение количественных данных как о локальных значениях показателя преломления внутри объекта, так и о пространственном распределении неоднородностей. Поэтому разработка метода измерений указанных характеристик представляется актуальной задачей. Во всех случаях, когда в качестве исходного сырья используется прозрачный материал, для исследования распределения показателя преломления и определения его локальных количественных значений наиболее перспективно использовать методы оптической томографии.

Метод

Для реконструкции пространственного распределения показателя преломления внутри прозрачного объекта необходимо, во-первых, разработать оптическую систему, позволяющую получать число проекций достаточное для восстановления функции, которая описывает распределение показателя преломления в зависимости от числа неоднородностей внутри объекта и их градиента, и, во-вторых, разработать схему интерференционного прибора, позволяющего восстанавливать из интерферограмм распределение фазы, которое

описывает проекционные данные, с точностью необходимой для решения обратной задачи томографии.

При разработке оптического томографа, который позволил бы решить задачу реконструкции распределения показателя преломления внутри объекта необходимо разработать такую схему зондирования, при которой распространение излучения через исследуемый объект описывалось преобразованием Радона. В случае исследования твердых тел, какими и являются изделия аддитивных технологий, волокон, микрорезонаторов и другие прозрачные объекты, особое влияние оказывает преломление на границе объекта. Поэтому при измерении характеристик внутренней структуры таких объектов методами оптической томографии важную роль играет показатель преломления среды, в которую помещается объект. Как правило, в качестве такой среды выбирается иммерсия с показателем преломления близким к показателю преломления исследуемого объекта. Однако, практически невозможно подобрать иммерсию, полностью исключающую преломление света на границе объекта. В настоящей работе мы рассматриваем влияние преломления света на границе исследуемого объекта для конкретной схемы микроинтерферометра.

В микроинтерферометре измеряется распределение фазы излучения, прошедшего через объект, которое связано с распределением показателя преломления следующим выражением.

$$\varphi(x, y) = \frac{4\pi}{\lambda} \left(n_u l - n_u (l - L(x, y)) + \int_{L(x, y)} n(x, y, z) dz \right),$$

где 4π объясняется двойным прохождением излучения через исследуемый объект (схема на отражение), n_u — показатель преломления иммерсии, l — вертикальный размер кюветы с иммерсией, в которую помещен объект, $n(x, y, z)$ — искомое распределение показателя преломления объекта, $L(x, y)$ — размер объекта вдоль оси z (направление зондирования).

В данном выражении последнее слагаемое должно представлять собой преобразование Радона, чтобы можно было применять методы реконструкции томограмм, основанные на инверсном преобразовании

Радона. Для этого необходимо, чтобы выполнялись два требования.

Во-первых, поперечное смещение луча, вдоль которого происходит интегрирование показателя преломления, в плоскости (X, Y), возникающее из-за преломления лучей на разделе сред объект-иммерсия, должно быть в пределах одного вокселя проекции. При нарушении данного условия траектория луча зондирования, вдоль которого интегрируется искомая функция, интерпретируется неверно. Это приводит к возникновению артефактов в реконструированной томограмме. Необходимо отметить, что когда объект мал и количество отсчетов в проекции много больше количества разрешаемых элементов в его изображении, условие смягчается и смещение луча не должно превосходить пятна Эйри.

Второе требование связано с детерминированным изменением значения измеряемой фазы, вызванным преломлением света на границе объект-иммерсия и, как следствие, увеличением оптической длины пути внутри объекта. Если изменение фазы, вызванное отклонением траектории луча от направления зондирования, превышает погрешность ее измерения, то в реконструированной томограмме также могут возникать артефакты.

Выполнить указанные требования, можно выбрав такую иммерсию, которая бы компенсировала эти погрешности измерения фазы в проекционных данных.

Установка и описание эксперимента

В докладе приводятся результаты экспериментальных исследований внутренней структуры объектов на примере оптического микрорезонатора. Оптические диэлектрические микрорезонаторы с модами типа «шепчущей галереи» сочетают в себе уникальные характеристики: высокая добротность и стабильность частот этих мод, высокая концентрация поля в малом

объеме внутри резонатора и у его поверхности. Одним из ключевых параметров микрорезонатора, является добротность моды шепчущей галереи. В значительной степени, добротность определяется рассеянием оптического излучения на различных дефектах, с которыми может взаимодействовать излучение моды. Рассеяние оптического излучения происходит на любых локальных неоднородностях показателя преломления. При этом важно определять не только расположение его флуктуаций, но и абсолютное значение. Такие неоднородности невозможно зарегистрировать стандартными методами оптической или зондовой микроскопии.

Интерференционный томограф, используемый в данной работе, собран по схеме микроскопа Линника. Волновой фронт восстанавливался по методу фазовых шагов, механическое вращение позволило получить 15–20 проекций, по которым были восстановлены томограммы пространственного распределения показателя преломления внутри микрорезонатора.

Заключение

Разработан и собран микроинтерферометр, реализующий метод оптической томографии. Приведены результаты экспериментальных исследований по определению распределения показателя преломления и его локальных количественных значений для оптических диэлектрических микрорезонаторов с модами типа «шепчущей галереи». Описаны особенности подбора иммерсии для исследования твёрдых прозрачных объектов методом оптической томографии.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках выполнения соглашения № 14.625.21.0041 от 26.09.2017 г. (уникальный идентификатор RFMEFI62517X0041).

Research of solid transparent objects by optical tomography

G. G. Levin, V. L. Minaev, K. N. Minkov, M. M. Ermakov

FSUE "Russian Research Institute for Optical and Physical Measurements", Moscow, Russia

This paper describes a microinterferometer, that realizes the method of optical tomography for the research of solid transparent objects, and gives the results of experimental researches on the determination of the distribution of the refractive index and its quantitative values for optical dielectric microcavities with "whispering gallery".

Keywords: Optical tomography, Interferometry, Microinterferometer, Distribution of the refractive index, Immersion, Microcavity with "whispering gallery", additive manufacturing.

8. Ахроматический механизм восстановления волнового фронта

А. М. Смолович

Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Москва, Россия

Анализируется механизм восстановления волнового фронта, основанный на геометрооптическом отражении восстанавливающей волны от поверхностей постоянной разности фаз между объектной и опорной волнами, использованными для регистрации интерференционной картины. В этом случае форма восстановленного волнового фронта не будет зависеть от длины волны восстанавливающего излучения. Рассказывается о реализации ахроматического восстановления волнового фронта при использовании ультракоротких лазерных импульсов для регистрации в объемной среде и в планарном волноводе. Рассматриваются варианты ахроматических оптических элементов. Показывается возможность восстановления временной структуры световых импульсов.

Ключевые слова: Волновой фронт, Геометрическая оптика, Голография, Ультракороткие лазерные импульсы, Планарный волновод, Оптические элементы, Киноформ, Пространственно-временная голография.

Цитирование: Смолович, А. М. Ахроматический механизм восстановления волнового фронта / А. М. Смолович // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 29–36.

Введение

Механизм восстановления волнового фронта (ВВФ) голограммой основан на дифракции восстанавливающего излучения записанной в голограмме квазипериодической интерференционной структурой. Именно в локальном периоде этой структуры заключена информация о волновом фронте (ВФ) объектной волны. Этот механизм работает как в тонких голограммах, так и в объемных, зарегистрированных как в сходящихся, так и во встречных пучках. В классической работе Ю. Н. Денисюка [1] был предложен другой механизм ВВФ, основанный на геометрооптическом отражении восстанавливающей волны от поверхностей постоянной разности фаз (ППРФ) между объектной и опорной волнами, использованными для регистрации интерференционной картины в объемной среде. Хотя данный механизм был предложен для голографии, фактически он существенно отличается от голографического и представляет самостоятельный интерес [2, 3]. Будем называть его ахроматическим механизмом ВВФ, поскольку форма восстановленного таким образом ВФ не будет зависеть от длины волны восстанавливающего излучения. В этом случае для ВВФ достаточно одной ППРФ, которая будет действовать, как зеркало сложной формы, в локальной кривизне которого заключена информация о ВФ объектной волны.

В докладе механизм ахроматического ВВФ сравнивается с голографическим, объясняется, почему этот механизм не работает в обычных голограммах, в том числе, в голограммах Денисюка. Рассказывается о реализации ахроматического ВВФ при использовании ультракоротких импульсов (УКИ) лазерного излучения для регистрации. Описывается реализация двумерного аналога ахроматического ВВФ в планарных волноводах. Обсуждаются варианты создания ахроматических оптических элементов (ОЭ). Показывается возможность восстановления временной структуры УКИ.

1. Базовые принципы

Для сравнения двух механизмов ВВФ рассмотрим интерференцию объектной и опорной монохроматических волн в некоторой области пространства, где они удовлетворяют скалярным уравнениям геометрической оптики (ГО) [4, параграф 1]. Тогда запишем объектную и опорную волны как $A_O(\mathbf{r})\exp[ikL_O(\mathbf{r})]$ и $A_R(\mathbf{r})\exp[ikL_R(\mathbf{r})]$, соответственно. Здесь $L_O(\mathbf{r})$ и $L_R(\mathbf{r})$ — эйконалы волн, $A_O(\mathbf{r})$ и $A_R(\mathbf{r})$ — их амплитудные функции, \mathbf{r} — радиус-вектор, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число и λ — длина волны излучения. Интенсивность интерференционного поля определяется выражением

$$A_O^2(\mathbf{r}) + A_R^2(\mathbf{r}) + 2A_O(\mathbf{r})A_R(\mathbf{r})\cos(k[L_R(\mathbf{r}) - L_O(\mathbf{r})]). \quad (1)$$

Тогда поверхности постоянной интенсивности (1) определяются условием постоянства аргумента косинуса в (1).

$$L_R(\mathbf{r}) - L_O(\mathbf{r}) = p, \quad (2)$$

где p является константой для каждой ППРФ [1]. Предположим, что восстанавливающая волна $A_R(\mathbf{r})\exp[ik'L_R(\mathbf{r})]$ (где амплитудная функция $A_R(\mathbf{r})$ и эйконал $L_R(\mathbf{r})$ совпадают с опорными, а волновое число $k' = 2\pi/\lambda'$ может отличаться от k) испытывает ГО отражение от ППРФ. Тогда фаза $k'L_{\text{refl}}(\mathbf{r})$ отраженной волны на поверхности (2) совпадает с фазой восстанавливающей волны [4]

$$k'L_{\text{refl}}(\mathbf{r}) = k'L_R(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Из (2) и (3) получаем

$$L_{\text{refl}}(\mathbf{r}) = L_O(\mathbf{r}) + p, \quad (4)$$

т. е. с точностью до аддитивной константы эйконал объектной волны восстанавливается при любом значении k' . Отсюда следует, что волновой фронт объектной волны (поверхность $L_O(\mathbf{r}) = \text{const}$) восстанавливается ахроматически, т. е. независимо от длины волны восстанавливающего излучения. Будем называть этот механизм ВВФ ахроматическим. Он был предложен в работе Ю. Н. Денисюка [1] для голографии. Покажем,

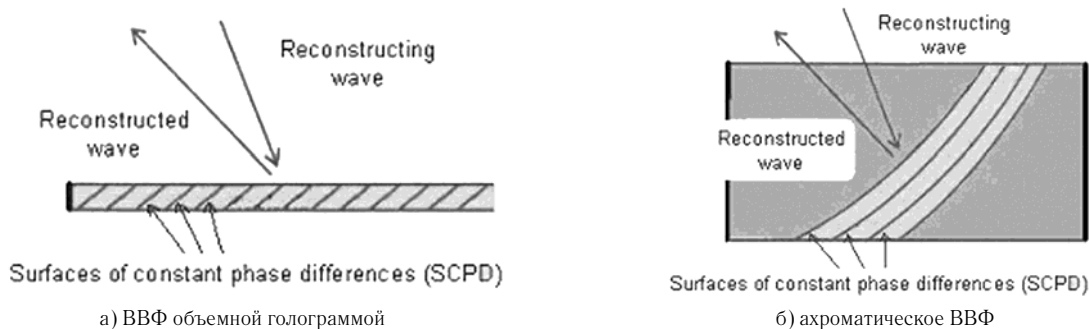


Рис. 1. Два механизма ВВФ

что в реальности этот механизм отличается от голографического.

В тех же условиях при взаимодействии восстанавливающей волны с обычной двумерной голограммой результирующее поле может быть представлено в виде суммы, где слагаемые, связанные с восстановлением изображения можно записать, как [5]

$$A_0(\mathbf{r})A_R^2(\mathbf{r})\exp(i[(k' - k)L_R(\mathbf{r}) + kL_O(\mathbf{r})]) + A_0(\mathbf{r})A_R^2(\mathbf{r})\exp(i[(k' + k)L_R(\mathbf{r}) - kL_O(\mathbf{r})]), \quad (5)$$

где первое и второе слагаемые соответствуют основному и сопряженному изображениям. Волна, соответствующая первому слагаемому, имеет эйконал $L_{diff}(\mathbf{r})$.

$$L_{diff}(\mathbf{r}) = \frac{\lambda'}{\lambda}L_O(\mathbf{r}) + \left(1 - \frac{\lambda'}{\lambda}\right)L_R(\mathbf{r}). \quad (6)$$

Отсюда следует, что эйконал объектной волны будет восстанавливаться только при $\lambda' = \lambda$. При произвольном λ' выражение (6) описывает зависимость формы восстановленного ВФ от длины волны (дисперсию), и для случая плоских волн приводит к формуле решетки [6, секция 8.6.1, выражение (8)], а для сферических волн к формулам, полученным в [7]. Таким образом, волна, восстановленная с помощью ахроматического механизма (4), при $\lambda' \neq \lambda$ не совпадает с волной, восстановленной с помощью голографического механизма (6). Мы сравнивали ахроматическое ВВФ с ВВФ двумерной голограммой, но в известной работе [8] показано, что двумерное сечение объемной голограммы плоскостью, параллельной ее поверхности, полностью определяет геометрию изображения, а третье измерение через брэгговские эффекты влияет только на интенсивность изображения.

Следующие примеры демонстрируют разницу между ахроматическим и голографическим механизмами восстановления волнового фронта. В простейшем случае плоских объектной и опорной волн, голографический механизм соответствует дифракции плоской волны решеткой с постоянным периодом, а ахроматический механизм соответствует отражению восстанавливающей волны плоским зеркалом. Если объектная волна сферическая, а опорная остается плоской, голографическому механизму соответствуют дифракция плоской волны зонной пластинкой Френеля,

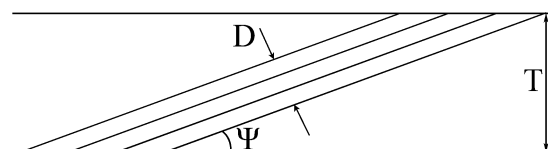


Рис. 2. Параметры интерференционной структуры, зарегистрированной УКИ

а ахроматическому механизму соответствует отражение плоской волны от параболического зеркала. В общем случае ППРФ соответствует зеркальной поверхности сложной формы.

Обычная объемная голограмма содержит огромное количество фрагментов ППРФ, соответствующих максимумам интерференционной картины, которые формируют периодическую структуру. Как правило, объемная голограмма регистрируется в плоскопараллельном слое толщиной от нескольких мкм до нескольких десятков мкм, имеющем поперечные размеры от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров. На рис. 1а показано двумерное сечение обычной объемной голограммы. Протяженность периодической структуры вдоль поверхности голограммы обычно на несколько порядков превышает размеры каждого фрагмента ППРФ внутри слоя. Вследствие этого, голографический механизм ВВФ доминирует над ахроматическим механизмом [9]. Это подтверждается описанным в следующей главе экспериментальным фактом наличия зависимости направления восстановленного объемной отражательной голограммой пучка от длины волны восстанавливающего излучения, которую можно наблюдать в пределах спектральной селективности голограммы.

2. Реализация ахроматического ВВФ с регистрацией интерференции УКИ

Для того, чтобы начал работать механизм ахроматического восстановления волнового фронта, количество ППРФ, соответствующих максимумам интерференционной картины, должно быть уменьшено, а толщина регистрирующей среды увеличена (рис. 1б). Мы использовали для этого регистрацию интерференции УКИ лазерного излучения [10, 11]. Чтобы ахроматический механизм ВВФ стал доминирующим, необходимо выполнение неравенства [9]

$$T \cos \psi \gg D, \quad (7)$$

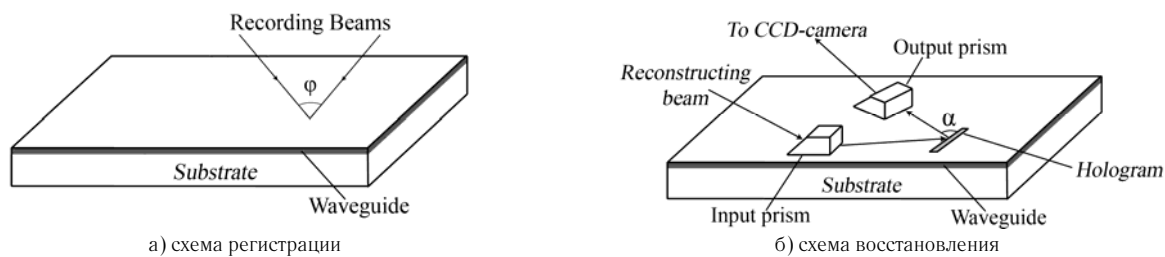


Рис. 3. Эксперимент по ахроматическому ВВФ в планарном волноводе

где T — толщина регистрирующей среды, D — ширина зарегистрированной интерференционной структуры в направлении, нормальном к ППРФ, ψ — угол между вектором решетки и нормалью к поверхности слоя (рис. 2). В случае, когда импульсы имеют одинаковую длительность τ и распространяются прямо навстречу друг другу, $D \approx \tau c$, где c — скорость света.

Для регистрации использовался лазер на титанате сапфира с накачкой аргоновым ионным лазером. Длина волны лазера варьировалась в диапазоне 780–830 нм. Длительность импульсов была порядка 40 фс с частотой повторения 80 МГц и средней мощностью 200 мвт. Лазерный пучок делился с помощью полупрозрачного интерференционного зеркала на два пучка, которые направлялись навстречу друг другу. Регистрирующая пластинка устанавливалась так, чтобы ее фотослой находился в области перекрытия встречных импульсов. Для точного уравнивания длин оптических путей использовалась методика, описанная в [12]. Нормаль к пластинке составляла угол порядка 20° с оптической осью. Использовались специально изготовленные фотопластинки с увеличенной толщиной фотослоя, которая варьировалась от 110 до 300 мкм. Фотоэмульсия типа «ИАЭ-встречная», созданная в РИЦ «Курчатовский институт» сенсibilizировалась к длине волны 800 нм. Для контроля некоторые поля на фотопластинке экспонировались непрерывным излучением в той же геометрии, что и импульсным. При обработке фотопластинок происходила значительная усадка фотослоя, в результате которой полоса восстановления смещалась в область длин волн порядка 600 нм.

Для восстановления использовался лазер на красителе (раствор родамина 6Ж в этиленгликоле) с накачкой аргоновым лазером. Использовался непрерывный режим генерации с перестройкой длины волны излучения от 580 до 630 нм. Восстановленный пучок света наблюдался в отражательной геометрии на диффузном экране, установленном на расстоянии порядка 4 м от фотопластинки. Спектральная селективность структуры, зарегистрированной импульсным излучением, позволяла наблюдать восстановленный пучок при плавном изменении длины волны лазера от 585 до 607 нм. При этом изменении пятно, образованное на экране восстановленным пучком, не смещалось, то есть направление распространения восстановленного пучка не менялось. В то же время, для структуры, зарегистрированной непрерывным излучением, в тех же

условиях пятно на экране смещалось на 6 см. Это доказывает, что для структуры, зарегистрированной фемтосекундными импульсами, работает не голографический, а ахроматический механизм ВВФ.

3. Ахроматическое ВВФ в планарном волноводе

Необходимость использования для регистрации фотослоев большой толщины вызывает большие технологические трудности, связанные как с изготовлением таких слоев, так и их фотографической обработкой [10]. Кроме того, в таких слоях поглощение света во время регистрации [13] приводит к существенному снижению дифракционной эффективности [14]. Этих проблем не возникает, если использовать двумерный аналог ахроматического ВВФ. Предположим, что интерференционная структура регистрируется в планарном волноводе ультракороткими лазерными импульсами, которые проникают в волновод через его верхнюю границу (рис. 3а), а восстановление происходит в волноводном режиме (рис. 3б). В этом случае процесс восстановления является двумерным. Заметим, что вид сверху на интерференционную структуру, на которую падает восстанавливающий волноводный пучок света, будет подобен поперечному сечению процесса восстановления в трехмерном случае (рис. 2). Поэтому, мы можем использовать критерий (7) доминирования механизма ахроматического ВВФ, заменяя в нем толщину слоя T на ширину восстанавливающего пучка в плоскости волновода. Здесь ширина структуры $D \approx \tau c / \sin(\varphi/2)$, где φ — угол между записывающими пучками. Отсюда можно понять, что в этом случае условия ахроматического ВВФ не зависят от толщины планарного волновода, что является главным преимуществом двумерного аналога ахроматического ВВФ над трехмерным случаем.

Базовый эксперимент включал регистрацию интерференционной структуры в планарном волноводе с помощью фемтосекундных лазерных импульсов и ахроматического ВВФ в волноводном режиме [14]. В качестве модели планарного волновода использовался слой бихромированной желатины ($n_2 = 1,54$) толщиной 20 мкм на подложке из полированного кварца ($n_1 = 1,456$). Для регистрации использовалась вторая гармоника ($\lambda = 400$ нм) лазера на титанате сапфира с длительностью импульсов порядка 30 фс и частотой их повторения 80 МГц. Во время регистрации волноводный режим не применялся, и образец использовался как обычная регистрирующая пластинка (рис. 3а).

Экспозиция варьировалась в пределах $0,01–0,1 \text{ Дж/см}^2$. Угол ϕ между записывающими пучками был около 60° . Обработка бихромированной желатины после экспозиции включала промывку в холодной воде и сушку растворах изопропилового спирта возрастающей концентрации.

Восстановление производилось в волноводном режиме (рис. 3б). Для ввода/вывода излучения в планарный волновод использовались призмы из алюмоитриевого граната с углом 60° у основания. Для восстановления использовался лазер на красителе (раствор родамина 6Ж в этиленгликоле) с накачкой второй гармоникой ($\lambda = 532 \text{ нм}$) Nd:YAG лазера. Длина волны восстанавливающего излучения варьировалась от 580 до 630 нм. Восстановленный пучок после вывода из волновода наблюдался в пределах спектральной селективности интерференционной структуры в диапазоне 580–615 нм. Направление восстановленного пучка определялось с точностью $6 \cdot 10^{-4}$ рад. Угол α наклона восстановленного пучка к интерференционной структуре при голографическом восстановлении должен был бы зависеть от длины волны. В этом случае изменение расчетного значения угла α в пределах спектральной селективности структуры составляло бы порядка 0,03 рад. Измеренное в эксперименте значение угла α практически не менялось с изменением длины волны восстановления. Это доказывает, что в данном случае работает ахроматический механизм ВВФ.

Ахроматическое ВВФ в волноводном режиме может использоваться для создания ахроматических волноводных ОЭ. Такие ОЭ были бы востребованы как для оперирования ультракороткими лазерными импульсами, которые имеют широкий спектр, так и для параллельной обработки сигналов на различных частотах. Оба направления нужны для повышения скорости обработки информации. Волноводные ОЭ могут быть получены не только путем прямой регистрации интерференционной структуры. Можно сначала рассчитать форму волноводного ОЭ, содержащего лишь несколько периодов, а затем изготовить его с помощью фокусированного ионного пучка (FIB). Подобная технология была продемонстрирована нами в [15], где с помощью FIB были получены прямоугольные решетки с большим аспектным соотношением.

4. Ахроматические ОЭ и оптические системы

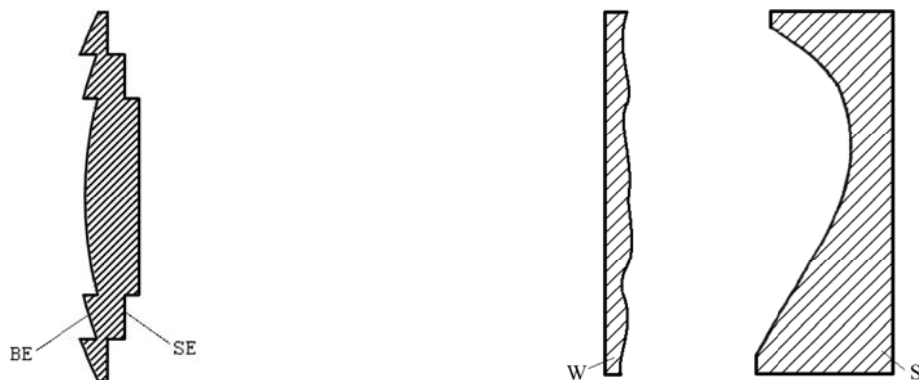
Как и в двумерном случае, 3D ахроматические ОЭ могут быть получены не прямой регистрацией, а с использованием компьютерных технологий, когда сначала рассчитывается форма ОЭ, а затем он синтезируется тем или иным способом. В [16] Стетсон обсуждал принципиальную возможность ахроматического ВВФ гипотетической изолированной ППРФ, если ее сделать бесконечно тонкой и зеркально отражающей. Такая зеркальная поверхность была бы отчасти похожа на поверхность так называемых «магических зеркал» — бронзовых зеркал, которые были изготовлены две тысячи лет назад в древнем Китае [17, 18]. Когда на такое

зеркало падал солнечный луч, на противоположной стене возникало изображение Будды. Долгое время это казалось загадкой, но потом было установлено, что поверхность этих зеркал не была плоской, а на отдельных участках имела небольшую кривизну. Принципы Magic Mirror или Макуо (Ma-kuo по-японски означает «магическое зеркало») нашли применение в современных оптических технологиях [19, 20].

Возвращаясь к [16], заметим, что эта работа имела большое значение, поскольку ее следствиями явились [21] (зарегистрированные во встречных пучках голограммы с пилообразным (blazed) поверхностным рельефом) и [22] (киноформ). Поверхность отражательного киноформа фактически составлена из участков (зон) ППРФ, в пределах которых фаза отраженной волны плавно меняется от 0 до 2π . На границе перехода к соседней зоне фаза скачком меняется на 2π . Однако, в отличие от [14], в киноформе свойство ахроматичности пропадает. Позднее появились т. н. «глубокие» киноформы, называемые также дифракционно-преломляющими или multiover линзами, в которых скачок фазы на границе зон равнялся $2\pi M$ (где M целое число > 1), ссылки на эти работы можно найти в [3]. Они обладали существенно меньшими хроматическими аберрациями, по сравнению с обычными киноформами, но не были полностью ахроматическими.

В [3] мы обсуждаем возможность создания ОЭ, у которых скачок фазы полностью исключен. Для восстановления некоторого ВФ такой ОЭ должен быть оптически эквивалентен одной из ППРФ при интерференции этого ВФ с какой-то опорной волной (например, с плоской волной). Форма этой поверхности для одних задач может быть рассчитана численно, для других измерена экспериментально [3, 23]. Синтезированный ОЭ может быть как отражательным, так и пропускающим. Форма поверхности отражательного ОЭ в простейшем случае просто совпадает с формой ППРФ. При переходе от отражательного ОЭ к его пропускающему эквиваленту координата каждой точки поверхности ОЭ вдоль его оптической оси должна быть умножена на $2/(n-1)$, где n — показатель преломления материала, из которого изготовлен пропускающий ОЭ. Технологии получения ОЭ с поверхностью необходимой формы зависят от этой формы, размеров ОЭ и необходимой точности. В частности, могут использоваться литографические методы [24], фокусированные ионные пучки (FIB) [25] и алмазное точение [26].

В случае, если возможности технологии не позволяют получить требуемый диапазон изменения высоты поверхности ОЭ, мы предложили в [3, 27] заменить ОЭ оптической системой из двух ОЭ: ступенчатый ОЭ (SE) и ОЭ с пилообразным рельефом (BE). Эти ОЭ расположены близко друг к другу и могут быть выполнены на противоположных сторонах единой подложки, как показано на рис. 4а. Подобно киноформе [22] поверхность BE разделена на зоны. Высота рельефа меняется плавно в пределах каждой зоны и испытывает скачок



а) оптическая система из ОЭ с пилообразным рельефом (*BE*) и ОЭ со ступенчатым рельефом (*SE*), выполненных на противоположных сторонах единой подложки

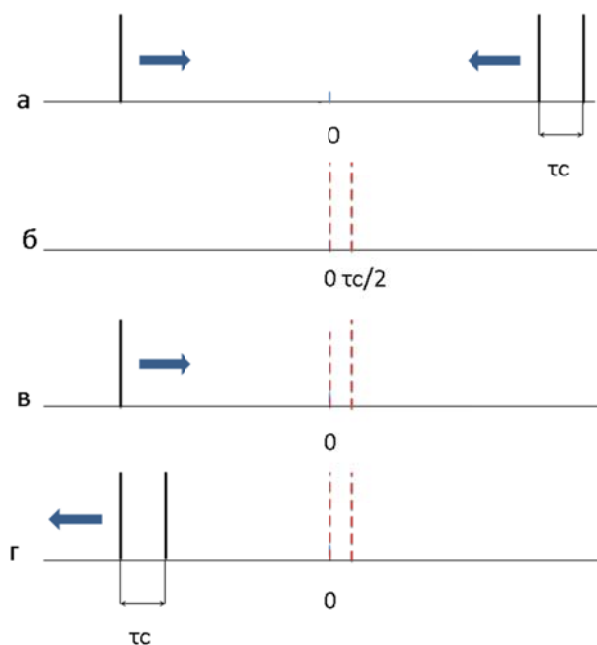
б) оптическая системы из двух ОЭ, не разделенных на зоны: ОЭ с большой оптической силой (*S*) и ОЭ со слабой оптической силой (*W*)

Рис. 4. Варианты ахроматических оптических систем

на границе между соседними зонами. Однако, в отличие от киноформа, здесь величина скачка не связана с длиной волны излучения. Рабочая поверхность каждой ступени *SE* представляет собой участок плоской поверхности, нормальной к оптической оси. Каждая ступень *SE* имеет соответствующую ей зону *BE*, расположенную напротив ее и имеющую одинаковую с ней проекцию на плоскость, нормальную оптической оси. Разница в оптической длине пути между соседними ступенями *SE* равна по абсолютной величине и противоположна по знаку скачку на границе соответствующих зон *BE*. Это позволяет компенсировать скачки фазы на границах зон. ОЭ, показанный на рис. 4а, можно представить, как результат разрезания обычной оптической линзы на зоны и их сдвига вдоль оптической оси. В отличие от обычных киноформных линз, здесь сдвигаются не только участки сферической поверхности, но и участки задней плоской поверхности линзы. Полученный в результате ОЭ будет иметь такую же хроматическую зависимость длины фокуса, как и исходная линзы, что значительно ниже, чем у дифракционных ОЭ [28].

Другой вариант оптической системы, где оба ОЭ не имеют скачков фазовой функции [3], показан на рис. 4б. Здесь ОЭ *S* имеет большую оптическую силу. Предполагается, что в силу сложности изготовления такого ОЭ, его реальная поверхность имеет отклонения от заданной формы. Эти отклонения компенсируются ОЭ *W*, который имеет слабую оптическую силу. Элемент *W* изготавливают по результатам дополнительных измерений ВФ, сформированного элементом *S*. Изготовление слабого ОЭ значительно проще, чем сильного. Как и в предыдущем случае, каждый из ОЭ системы, в принципе, может быть как отражательным, так и пропускающим. Однако, случай, когда элемент *S* является отражательным, а элемент *W* — пропускающим, предпочтителен, поскольку здесь хроматические aberrации, связанные с дисперсией материала пропускающего элемента, будут минимальны.

В [29] был предложен фокусирующий оптико-акустический преобразователь (ФОАП), работающий



а — регистрация, б — зарегистрированная структура, в — восстановление, г — восстановленный сигнал

Рис. 5. Восстановление временной структуры оптического импульса

следующим образом. На поверхность ФОАП направляется лазерный импульс. В результате его взаимодействия с поверхностью ФОАП генерируется акустическая волна. Это предложение базируется на экспериментальных результатах Г. А. Аскарьяна с сотрудниками [30, 31], в которых использовалась сферическая форма фокусирующей поверхности и мощные лазерные импульсы или последовательности импульсов, а также взрывающиеся под действием электрического разряда металлизированные пленки. Вблизи фокуса акустической волны достигнуты давления более 10^3 атм. В [29] предлагается вместо сферической поверхности использовать ФОАП, форма поверхности которого рассчитывается путем решения обратной задачи для фокусировки акустической волны в область нужной конфигурации. Требования к точности изготовления ФОАП значительно ниже, чем в оптике из-за

разницы в длинах волн. Такой элемент может быть изготовлен, например, на станке с ЧПУ. Здесь использование ахроматического элемента является принципиальным, поскольку генерируемый акустический импульс может иметь лишь один период колебаний [31], т. е. его спектр будет очень широким. Поэтому, дифракционные элементы здесь не подойдут. В [29] предлагается использовать эту технологию для торможения роста трещин в металлических изделиях за счет создания зоны пластической деформации на пути развития трещины. Однако подобные методы могут быть использованы и в других областях, например, в хирургии [32].

5. Временное восстановление УКИ

Известны голографические методы восстановления временной структуры коротких оптических импульсов [33, 34]. Оказывается, это можно сделать с помощью ахроматического ВВФ [35]. Продемонстрируем это на следующем примере. Предположим, что длительности опорного и восстанавливающего импульсов значительно меньше, чем длительность объектного импульса, что позволяет рассматривать их, как δ -импульсы. Пусть объектный сигнал представляет собой два δ -импульса, разделенных временным промежутком τ . Пусть объектный и опорный пучки представляют собой плоские волны, которые распространяются навстречу друг другу (рис. 5). Тогда область пересечения объектного и опорного сигналов представляет собой две плоскости, перпендикулярные направлению распространения волн, отстоящие друг от друга на расстояние $\tau c/2$, где c — скорость света. В качестве восстанавливающей волны также используется δ -импульс, который падает на зарегистрированную структуру с той же стороны, что и опорный импульс при регистрации. Он частично отражается сначала от первой плоскости, а через время $\tau/2$ от второй. Полученный в результате этого сигнал будет представлять собой два

δ -импульса, разделенных временным промежутком τ , что совпадает с объектным сигналом.

При использовании восстанавливающей волны, сопряженной с опорной, можно получить объектный сигнал, обращенный во времени. Чтобы продемонстрировать это, в нашем примере достаточно для наглядности допустить, что первый импульс, входящий в объектный сигнал, имеет меньшую амплитуду, чем второй. Восстанавливающий импульс,

сопряженный с опорным, будет падать на структуру с противоположной стороны (в рассмотренном примере справа налево). Тогда у восстановленного сигнала, меньшую амплитуду будет иметь второй импульс, т. е. он будет обращен во времени по отношению к объектному импульсу. Если начать увеличивать длительность опорного и восстанавливающего импульсов, то во временной структуре восстановленного сигнала появятся искажения, по сравнению с объектным [35].

Заключение

Таким образом, мы проанализировали механизм ахроматического ВВФ, предложенный Ю. Н. Денисюком, и показали его отличие от голографического. Рассказали о реализации ахроматического ВВФ при использовании фемтосекундных лазерных импульсов на стадии регистрации в регистрирующих средах повышенной толщины и в планарных волноводах. Предложили несколько вариантов ахроматических ОЭ и оптических систем. Продемонстрировали возможность восстановления временной структуры оптических импульсов.

Благодарность

Доклад подготовлен в рамках программы сотрудничества Института радиотехники и электроники (ИРЭ) им. В. А. Котельникова Российской академии наук, г. Москва, Россия и Университета Соноры, г. Эрмосийо, Сонора, Мексика.

Список источников

- [1] Денисюк, Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Оптика и спектроскопия. — 1963. — Том 15. — № 4. — С. 522–532.
- [2] Сисакян, И. Н. Ахроматическое восстановление волнового фронта / И. Н. Сисакян, А. М. Смолович // Письма в ЖТФ. — Том 17 — № 1. — С. 41–44.
- [3] Smolovich, A. M. Achromatic optical elements // Applied optics. — 2006. — Vol. 45. — № 30. — P. 7871–7877.
- [4] Кравцов, Ю. А. Геометрическая оптика неоднородных сред / Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов — М.: Наука, 1980. — 304 с.
- [5] Gabor, D. Microscopy by reconstructed wave-fronts // Proc. R. Soc. Lond. A. — 1949. — Vol. 197. — № 1051. — P. 454–487.
- [6] Борн, М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф — М.: Наука, 1970. — 856 с.
- [7] Meier, R. W. Magnification and third-order aberrations in holography // JOSA. — 1965. — Vol. 55. — № 8. — P. 987–992.
- [8] The theory of deep holograms / D. Gabor and G. W. Stroke // Proc. R. Soc. Lond. A. — 1968. — Vol. 304. — № 1478. — P. 275–289.
- [9] Сисакян, И. Н. О двух механизмах формирования изображения / И. Н. Сисакян, А. М. Смолович // Компьютерная оптика. — 1990. — № 7. — С. 56–60.
- [10] Дементьев, Д. А. Ахроматическое восстановление волнового фронта фемтосекундных лазерных импульсов / Д. А. Дементьев, А. Л. Иванов, О. Б. Серов, А. М. Смолович, А. Г. Степанов, С. В. Чекалин // Письма в ЖЭТФ. — 1997. — Том 65. — № 5. — С. 388–390.

- [11] **Dement'ev, D. A.** Geometric-optical reconstruction of a wavefront experimental realization with femtosecond laser pulses / S. V. Chekalin, D. A. Dement'ev, A. L. Ivanov, Yu. A. Matveets, O. B. Serov, A. M. Smolovich, A. G. Stepanov // Optics communications. — 1998. — Vol. 150. — № 1-6. — P. 38–42.
- [12] **Дементьев, Д. А.** Регистрация интерференции встречных фемтосекундных лазерных импульсов / Д. А. Дементьев, Ю. А. Матвеев, О. Б. Серов, А. М. Смолович, С. В. Чекалин // Квантовая электроника. — 1996. — Том 23. — № 4. — С. 293–294.
- [13] **Любавская, И. К.** Влияние поглощения записывающих пучков на дифракционную эффективность толстослойных голограмм / И. К. Любавская, О. Б. Серов, А. М. Смолович // Письма в ЖТФ. — 1980. — Том 6. — № 1. — С. 38–43.
- [14] **Smolovich, A. M.** Achromatic reconstruction of femtosecond holograms in the planar optical waveguide / A. M. Smolovich, E. Alvarez, S. A. Aseyev, M. A. Cervantes, S. V. Chekalin, O. B. Serov, V. S. Terpugov // Optics letters. — 2008. — Vol. 33. — № 20. — P. 2401–2403.
- [15] **Smolovich, A. M.** Geometric-optical reconstruction of femtosecond hologram in planar optical waveguide / A. M. Smolovich, E. Alvarez, S. A. Aseyev, M. A. Cervantes, S. V. Chekalin, A. V. Irzhak, O. B. Serov, V. S. Terpugov // SPIE. — 2007. — Vol. 6732. — P. 6732–12.
- [16] **Stetson, K. A.** What is a hologram // Laser Focus. — 1967. — Vol. 3. — № 5. — P. 25–29.
- [17] **Zhang, Z. M.** Optics in China: ancient and modern accomplishments // International Trends in Optics. — 1991. — Vol. 1. — P. 185–194.
- [18] **Gamo, H.** Magic mirrors: optics, technology, and history (A) // Journal of the Optical Society of America — 1983. — Vol. 73. — P. 1933.
- [19] **Hahn, S.** Characterization of mirror-like wafer surfaces using the magic mirror method / S. Hahn, K. Kugimiya, M. Yamashita, P. R. Blaustein, K. Takahashi // Journal of crystal growth. — 1990. — Vol. 103. — № 1-4. — P. 423–432.
- [20] **Riesz, F.** Geometrical optical model of the image formation in Makyoh (magic-mirror) topography // Journal of Physics D: Applied Physics. — 2000. — Vol. 33. — № 23. — P. 3033.
- [21] **Sheridon, N. K.** Production of blazed holograms // Applied Physics Letters. — 1968. — Vol. 12. — № 9. — P. 316–318.
- [22] **Lesem, L. B.** The kinoform: a new wavefront reconstruction device / L. B. Lesem, P. M. Hirsch, J. A. Jordan // IBM Journal of Research and Development. — 1969. — Vol. 13. — № 2. — P. 150–155.
- [23] Research Gate. Discussion / URL: https://www.researchgate.net/post/Can_anybody_suggest_a_new_method_of_realization_of_the_non-holographic_mechanism_of_achromatic_wavefront_reconstruction?_ec=topicPostOverviewAuthoredQuestions.
- [24] **Sweeney, D. W.** Harmonic diffractive lenses / D. W. Sweeney, G. E. Sommargen // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34. — № 14. — P. 2469–2475.
- [25] **Fu, Y.** Investigation of diffractive-refractive microlens array fabricated by focused ion beam technology / Y. Fu, N. K. A. Bryan // Opt. Eng. — 2001. — Vol. 40. — № 4. — P. 511–517.
- [26] **Blough, C. G.** Single-point diamond turning and replication of visible and near-infrared diffractive optical elements / C. G. Blough, M. Rossi, S. K. Mack, R. L. Michaels // Applied optics. — 1997. — Vol. 36. — № 20. — P. 4648–4654.
- [27] **Патент № 1620973 РФ.** Устройство для фокусировки излучения / И. Н. Сисакян, А. М. Смолович, В. А. Соيفер. — Оpubл. 15.01.1991.
- [28] **Kovatchev, M.** Inphase optical processors. I. Inphase structures in optical computing / M. Kovatchev, R. Ilieva // Invited paper I2A1, in Proceedings of Optical Computing. — 1990. — Vol. 90. — P. 389–396.
- [29] **Патент № 1749250 РФ.** Способ торможения роста трещин в изделиях и фокусирующий оптико-акустический преобразователь для его осуществления / Г. А. Аскарьян, Р. В. Гольдштейн, А. В. Капцов, И. Н. Сисакян, А. М. Смолович, А. В. Юркин. — Оpubл. 23.07.1992.
- [30] **Аскарьян, Г. А.** Фокусировка и кумуляция светотермозвуковых ударных импульсов от вогнутой поверхности, нагреваемой вспышкой света лазера / Г. А. Аскарьян, Л. Д. Клебанов // Квантовая электроника. — 1988. — Том 15. — № 11. — С. 2167–2168.
- [31] **Аскарьян, Г. А.** Генерация мощных ультразвуковых импульсов плоской или фокусирующей вогнутой поверхностью, взрывааемой электрическим или световым воздействием / Г. А. Аскарьян, М. Г. Королев, А. В. Юркин // Письма в ЖЭТФ. — 1990. — Том 51. — № 11. — С. 586–590.
- [32] Research Gate. Discussion / URL: https://www.researchgate.net/post/Is_it_possible_to_use_the_optothermoacoustic_focusing_element_for_surgical_operation_upon_internals_without_cutting_the_upper_body_tissues?_ec=topicPostOverviewAuthoredQuestions.
- [33] **Саари, П. М.** Голография пространственно-временных событий / П. М. Саари, Р. К. Каарли, А. К. Ребане // Квантовая электроника. — 1985. — Том 12. — № 4. — С. 672–682.
- [34] **Mazurenko, Y. T.** Holography of wave packets // Applied Physics B. — 1990. — Vol. 50. — № 2. — С. 101–114.
- [35] **Cervantes, M. A.** Ultrashort light pulse scattering by 3D interference fringe structure / M. A. Cervantes, A. M. Smolovich // SPIE. — 2002. — Vol. 4752. — P. 66–74.

The achromatic mechanism of wavefront reconstruction

A. M. Smolovich

Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The principles of wavefront reconstruction by means of a geometric-optical reflection of reconstructing radiation from surfaces with constant phase differences between the object and reference waves used to record the interference fringe structure in the medium bulk are discussed. In this case the reconstructed wavefront shape does not depend on the reconstructing wavelength. The ultrashort laser pulses registration in a thick recording medium was used for realization of the achromatic wavefront reconstruction. In other option 2D analog of the effect was obtained in a planar optical waveguide. Several types of achromatic optical elements are proposed. The possibility of the ultrashort pulse temporal reconstruction is demonstrated.

Keywords: Wavefront, Geometrical optics, Holography, Ultrashort laser pulses, Planar waveguide, Optical elements, Kinoform, Time-and-space-domain holography.

9. Современные и перспективные возможности получения и применения плёночных крупноформатных синтезированных голограммных компенсаторов (нуль-корректоров) в телескопостроении

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

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

В докладе рассмотрены принципиальные и практические возможности изготовления и применения крупноформатных плёночных пропускающих синтезированных голограммных компенсаторов (нуль-корректоров) в телескопостроении. На примере космического телескопа «Миллиметр» показана возможность обеспечения контроля формы его составного параболического главного зеркала (диаметром 10 м) при помощи плёночного пропускающего нуль-корректора на длине волны инфракрасного лазера (10,6 мкм). В частности, показана возможность и целесообразность реализации интерферометра радиального сдвига. Приведены результаты расчетов и экспериментальной проверки предложенного технического решения

Ключевые слова: Телескопостроение, Плёночный синтезированный голограммный компенсатор, Пропускающий голограммный компенсатор, Крупноформатный компенсатор, Нуль-корректор, Интерферометр радиального сдвига.

Цитирование: Лукин, А. В. Современные и перспективные возможности получения и применения плёночных крупноформатных синтезированных голограммных компенсаторов (нуль-корректоров) в телескопостроении / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Ф. Скоцилов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 37–38.

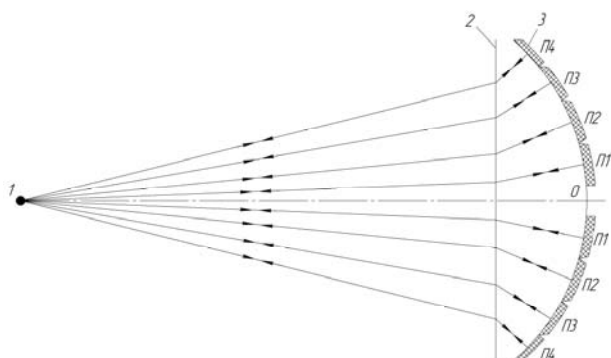
В современных крупногабаритных телескопах типа Кассегрена и Ричи — Кретьена главные зеркала не являются монолитными. Они, как правило, состоят из отдельных панелей и секторов [1–4]. Большие размеры и высокая асферичность чрезвычайно затрудняют использование современных бесконтактных методов контроля формы на этапах их изготовления, сборки и юстировки. Анализ реальных и перспективных технологических возможностей показывает, что применение плёночных голограммных нуль-корректоров позволит принципиально решить эту проблему. Важно также отметить, что плёночные голограммные оптические элементы, используемые в проходящем свете, мало чувствительны к механическим деформациям и имеют малую массу, что делает их применение чрезвычайно привлекательным в аппаратуре космического базирования.

В настоящее время в АО «НПО «ГИПО» функционирует круговая делительная машина типа МДГ, позволяющая изготавливать осевые голограммные оптические элементы со световым диаметром до 600 мм [5].

На рис. 1 представлена упрощенная принципиальная оптическая схема контроля составного главного зеркала телескопа «Миллиметр» (световой диаметр зеркала 10 м, уравнение его рабочей поверхности $y^2 = 9600x$), основанная на использовании такого плёночного голограммного компенсатора (световой диаметр 9,6 м).

Расстояние по оптической оси между точечным источником излучения 1 и голограммным компенсатором 2 составляет 13,7 м, а между вершиной O рабочей поверхности главного зеркала 3 и голограммным компенсатором 2 — 2,7 м.

В данном случае обеспечивается возможность одновременного бесконтактного контроля формы всей рабочей поверхности составного главного зеркала, состоящего из центральной части и трёх кольцевых ярусов по 24 панели в каждом.



1 — монохроматический точечный источник излучения (длина волны 10,6 мкм); 2 — плёночный рельефно-фазовый пропускающий синтезированный голограммный компенсатор; 3 — контролируемое составное главное зеркало телескопа «Миллиметр» (O — вершина его рабочей поверхности; П1–П4 — панели центральной части и 1–3-го кольцевых ярусов соответственно)

Рис. 1. Упрощенная принципиальная оптическая схема контроля

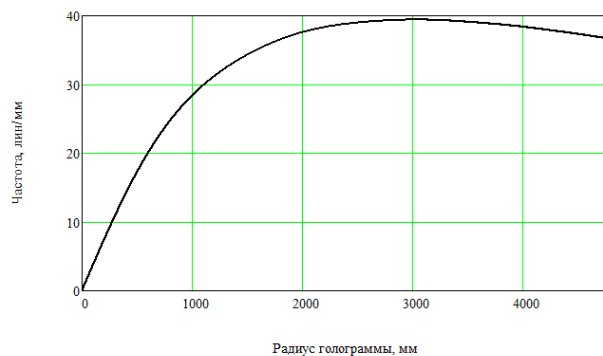


Рис. 2. Частотная характеристика плёночного рельефно-фазового пропускающего синтезированного голограммного компенсатора (рабочая длина волны 10,6 мкм)

На рис. 2 приведена частотная характеристика голограммного компенсатора, рассчитанная с учётом использования инфракрасного лазерного источника.

Для изготовления компенсатора со световым диаметром 9,6 м требуется специализированная круговая делительная машина. Анализ современного уровня прецизионного станкостроения и необходимого метрологического обеспечения свидетельствует о возможности создания такой машины.

Следует отметить, что представленная на рис. 1 контрольная схема может быть реализована при световом диаметре голограммного компенсатора 2 не менее 5 м.

Приводятся варианты контрольной схемы на основе реализации интерферометра радиального сдвига, отличающегося, как известно, чрезвычайно высокой виброустойчивостью. В таких голографических интерферометрах синтезированная голограмма выполняет одновременно три функции: нуль-корректора, светоделиителя и оптического элемента, осуществляющего радиальный сдвиг волновых фронтов [6]. Расчет показал, что максимальная пространственная частота этой голограммы составляет 68 лин/мм.

В докладе приведены результаты физического моделирования предложенного технического решения.

Список источников

- [1] Астрокосмический центр ФИАН. Космическая обсерватория «Миллиметрон» / URL: <http://millimetron.ru>.
- [2] Европейский чрезвычайно большой телескоп (E-ELT) / URL: <http://www.eso.org>.
- [3] **Бронштейн, Ю. Л.** Крупногабаритные зеркальные системы (контроль геометрии, юстировка) / Ю. Л. Бронштейн. — М.: ДПК Пресс, 2015. — 600 с.
- [4] **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. Скочилов, В. Н. Пышнов // Оптический журнал. — 2017. — Том 84. — № 12. — С. 45–49.
- [5] **Белозёров, А.** Осевые синтезированные голограммные оптические элементы: история развития, применения. Часть I / А. Белозёров, Н. Ларионов, А. Лукин, А. Мельников // Фотоника. — 2014. — № 4. — С. 12–32.
- [6] **Лукин, А. В.** Получение интерферограмм радиального сдвига методом голографии / А. В. Лукин, К. С. Мустафин, Р. А. Рафиков // Оптика и спектроскопия. — 1975. — Том 39. — Вып. 2. — С. 31–35.

Modern and perspective possibilities of the fabrication and using of large-format film transmission computer-generated hologram compensators (zero-correctors) into the telescope making

A. V. Lukin, A. N. Melnikov, A. F. Skochilov

Scientific and Production Association “State Institute of Applied Optics”, Kazan, Russia

The paper presents the principal and practical possibilities for manufacturing and using of large-format film-based transmission computer-generated hologram compensators (zero-correctors) in telescope making. Using the example of the space telescope “Millimetron”, it is shown that it is possible to control the shape of its composite parabolic main mirror (10 m in diameter) using a film-transmitting zero-corrector at infrared laser wavelength (10.6 μm). In particular, the possibility and feasibility of implementing a radial shear interferometer is shown. The results of calculations and experimental verification of the proposed technical solution are presented.

Keywords: Telescope making, Film computer-generated hologram compensator, Transmission hologram compensator, Large-format compensator, Zero-corrector, Radial shearing interferometer.

10. Современные методы повышения разрешения термохимической лазерной записи дифракционных структур

А. Г. Полещук¹, В. П. Корольков¹, А. Г. Седухин¹, В. П. Вейко^{1,2}, А. А. Кутанов³

¹ Институт автоматизации и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

² Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия;

³ Институт физико-технических проблем и материаловедения Национальной академии наук Киргизской Республики, Бишкек, Киргизская Республика

Рассмотрены различные методы, эффекты и факторы повышения пространственного разрешения безрезистной лазерной записи дифракционных структур на пленках металлов и полупроводников, основанные на тепловом воздействии сфокусированного лазерного излучения.

Ключевые слова: Безрезистная лазерная запись, Термохимический метод лазерной записи, Дифракционные оптические элементы, Лазерные технологии.

Цитирование: Полещук, А. Г. Современные методы повышения разрешения термохимической лазерной записи дифракционных структур / А. Г. Полещук, В. П. Корольков, А. Г. Седухин, В. П. Вейко, А. А. Кутанов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 39–42.

Введение

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) часто изготавливаются с использованием литографических методов, разработанных для микроэлектроники. Топология ДОЭ экспонируется лазерным пучком на тонкой фоторезистной пленке, нанесенной на пленку хрома, напыленную на стеклянную подложку. После проявления фоторезиста изображение из фоторезиста переносится на маскирующую пленку хрома путем травления в селективном травителе. Пленку хрома можно использовать непосредственно как бинарную амплитудную голограмму или в качестве маски для фотолитографического контактного или проекционного копирования. Через эту маску также можно протравить материал подложки в жидком селективном травителе или с помощью реактивного ионного травления. Эти методы работают достаточно хорошо в полупроводниковой промышленности на плоских пластинах толщиной от долей мм до нескольких мм, с поперечным размером 100–200 мм. Однако ряд специальных ДОЭ требуется изготавливать на толстых высококачественных подложках, которые очень неудобны для покрытия однородным тонким слоем фоторезиста из-за большого веса. Другое ограничение применения фоторезиста связано с круговыми лазерными записывающими системами, которые имеют преимущества при изготовлении ДОЭ [1]. Из-за линейной зависимости требуемой дозы экспозиции от скорости сканирования, увеличивающейся с радиусом записи, необходимо изменять мощность пучка пропорционально радиальной координате записывающего пучка в очень широком динамическом диапазоне (порядка 1:100 000), что технически сложно. Описанных трудностей можно избежать, используя безрезистные лазерные технологии прямой записи на пленках металлов или полупроводников. Все эти технологии основаны на тепловом воздействии лазерного пучка на маскирующий слой, которое позволяет использовать нелинейный характер зависимости

изменяемого параметра (либо коэффициента пропускания, либо толщины оксида) от температуры для повышения пространственного разрешения лазерной записи.

В настоящей работе указанное повышение пространственного разрешения является основной целью, для достижения которой здесь обсуждаются особенности физических и термохимических процессов модификации структуры тонких металлических и кремниевых пленок (до начала плавления и абляции) при воздействии на них сфокусированного лазерного пучка либо пучка, полученного в результате многолучевой оптической интерференции мощного лазерного излучения. Кроме того, с той же целью и применительно к прямой (поточечной) записи, одновременно обсуждаются вопросы практического выбора параметров исходных пленок и потенциальные варианты уменьшения диаметра сфокусированного лазерного пучка.

Термоструктурная лазерная запись на пленках аморфного кремния

Экспериментальные исследования термоструктурной сканирующей лазерной записи на пленках негидрогенизированного аморфного кремния (a-Si) продемонстрировали возможность записи низкоконтрастных бинарных и многоуровневых фотошаблонов. Принцип записи микроизображения на этом материале основан на уменьшении поглощения пленки при переходе от аморфного состояния к поликристаллическому под действием нагрева лазерным пучком [1]. Эксперименты проводились на пленках a-Si толщиной 50–200 нм, напыленных различными методами. Показано, что значительное уменьшение коэффициента пропускания наблюдается для пленок всех типов. Для пленок толщиной 100–110 нм под действием лазерного излучения коэффициент пропускания изменяется от 0,5–2 % до 10–20 % в зависимости от способа нанесения. При этом пленка не плавится и не испаря-

ется. Прямая лазерная запись на пленках α -Si отличается высоким пространственным разрешением за счет эффекта остановки теплового расплывания записываемого трека после просветления центральной зоны, которое ведет к существенной потере энергии в максимуме гауссова распределения интенсивности. При диаметре записывающего пучка 0,7 мкм (FWHM) достигается ширина линий порядка 0,3 мкм до скоростей в диапазоне 0,1–1 м/с.

Термохимическая лазерная запись на пленках металлов

Термохимическое воздействие лазерного излучения на пленки различных металлов достаточно давно исследуется в приложении к записи микроизображений. Лазерно-индуцированное окисление тонких пленок хрома с последующим селективным травлением используется на практике для изготовления дифракционных оптических элементов и фотошаблонов общего назначения. Базовая идея метода впервые была предложена в ИТМО (г. Санкт-Петербург) [2] и затем развита до уровня реальной технологии в варианте сканирующей записи сфокусированным пучком в ИАиЭ СО РАН (г. Новосибирск) [3]. Применительно к видимому диапазону длин волн, таким путем успешно изготавливаются амплитудные дифракционные оптические элементы с минимальной шириной хромовых линий маски до 0,5 мкм на пленках толщиной 50–80 нм. С потерей разрешения толщина пленок может быть доведена до 200 нм, но существенно повышается вероятность растрескивания пленок при лазерном нагреве из-за напряжений в напыленной толстой пленке. Для дальнейшего повышения разрешения необходимо уменьшать толщину пленок хрома, но при этом падает оптическая плотность сформированных структур, что тре-

бует более тщательного подбора параметров при фотолитографическом копировании топологии фотошаблона. Кроме данного процесса, можно использовать слой выращенного под лазерным нагревом оксида как маску для реактивного ионного травления необлученного металла и далее материала подложки.

Для повышения разрешения термохимической записи на металлических пленках можно использовать эффект снижения поглощения пленки в максимуме интенсивности лазерного пучка после просветления пленки, подобно записи на пленках аморфного кремния. В данном случае снижать поглощение можно за счет сквозного прожигания (абляции) пленки [4], либо за счет неструктурного режима сквозного окисления [5]. Сквозное окисление позволяет получить существенно меньшую дефектность, но необходимо провести исследования по выбору металла, который обеспечит сквозное окисление за наименьшее время. На рис. 1а–1в показаны микрофотографии тестовых решеток с радиальным периодом 10 мкм, записанных на пленках различных металлов лазерным пучком с длиной волны 532 нм сфокусированным до диаметра 0,7 мкм при линейной скорости кругового сканирования 113 мм/с. Пленки циркония оказались наиболее перспективными для записи сквозных оксидных структур даже для толщин, при которых пропускание равно 0,1 %. При оптической плотности меньше 2D на пленках циркония образуются при записи лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры (ЛИППС), пример которых показан на рис. 1г. Период ЛИППС T примерно равен межстрочному интервалу сканирования dX . Направление поляризации лазерного пучка в эксперименте было перпендикулярно направлению его движения. Образование ЛИППС, по-видимому, связано с возникновением положитель-

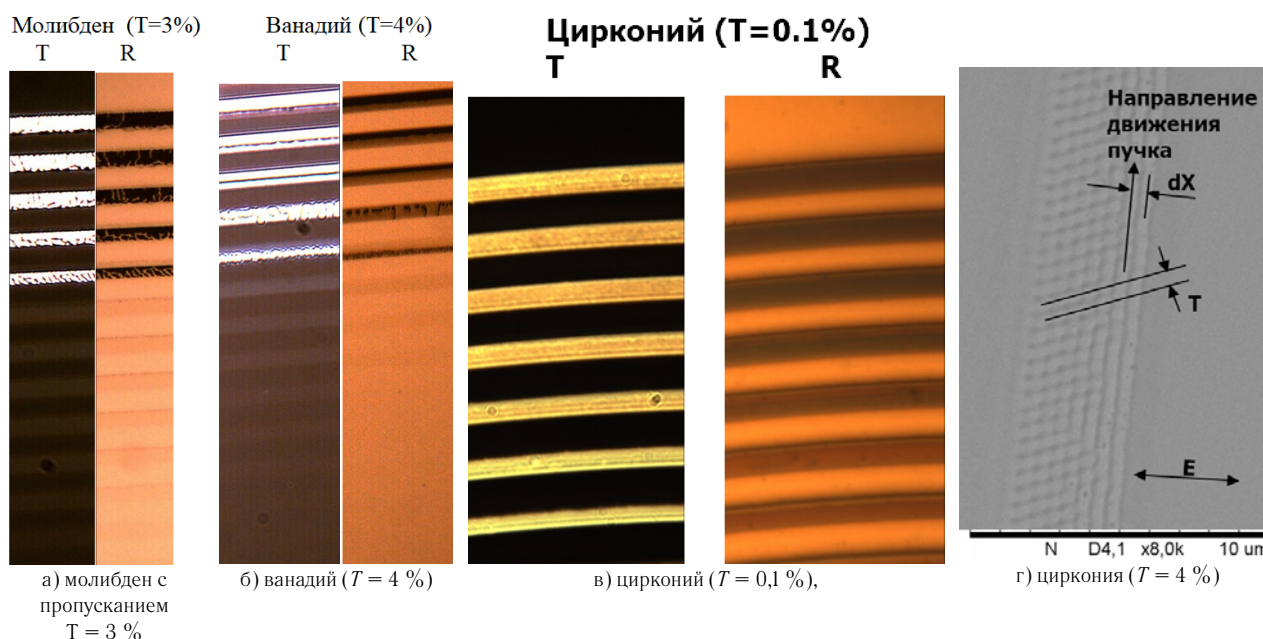


Рис. 1. Микрофотографии тестовых решеток на пропускание (Т) и отражение (R) для различных пленок

ной обратной связи, определяемой комбинацией факторов: поглощением излучения пленкой, температурой пленки и скоростью сканирования. В общих чертах, механизм можно описать следующим образом. При нагреве металлической пленке лазерным пучком фронт окисления идет вглубь к подложке. Когда пленка окисляется насквозь, значительная часть энергии пучка уходит в подложку. В результате температура падает, и распространение фронта окисления останавливается. Непрерывно сканируемый пучок выходит из зоны сквозного окисления и снова начинает поглощаться и разогревать пленку, и через некоторое время фронт окисления снова доходит до подложки. Таким образом, возникает волнообразный процесс колебания поглощения и температуры. Увеличение толщины пленки повышает тепловую инерционность системы и ЛИППС не образуются. Однако такой подход существенно ограничивает максимальную скорость, при которой достигим режим сквозного сканирования.

Методы уменьшения диаметра сфокусированного лазерного пятна

К настоящему времени в мировой практике накоплен большой практический опыт по острой фокусировке лазерных пучков до малых и сверхмалых размеров в различных оптических средах и в разных диапазонах длин волн. Однако, из всего многообразия различных оптических систем и методов, пригодных для решения этой задачи, наиболее практичными и удобными для скоростной сканирующей лазерной записи (с линейной скоростью записи, потенциально, до 10 м/с) представляются системы и методы, которые могут обеспечить относительно большой рабочий отрезок (не менее чем 0,2 мм) между подложкой с регистрирующим материалом и самой фокусирующей системой. Отсюда следует, что ближнепольные фокусирующие системы, использующие для записи неоднородные затухающие лазерные волны и имеющие неприемлемо малые рабочие отрезки (менее 1 мкм для лазеров видимого и УФ длин волн) являются, фактически, непригодными. Далее будут рассматриваться только системы с дальней (дистанционной) фокусировкой однородных лазерных волн и большими рабочими отрезками (типа стандартных биологических объективов, их модификаций и новых видов систем).

Как известно, при использовании хорошо скорректированного (исправленного на аберрации) стандартного апланатического объектива и его однородном освещении, минимально возможный диаметр сфокусированного лазерного пятна можно оценить, в скалярном приближении, как $0,51\lambda_w/NA$ (дифракционный предел Аббе, по уровню половинной интенсивности), где $\lambda_w = \lambda/n$ — рабочая длина волны в среде фокусировки, n — показатель преломления среды фокусировки, а NA — числовая апертура фокусирующей системы. Отсюда следует, хорошо известное и жесткое правило, по которому общей мерой уменьшения раз-

мера сфокусированного лазерного пятна при рассматриваемой дальнепольной фокусировке является уменьшение рабочей длины волны лазерного источника и повышение числовой апертуры NA фокусирующей системы. Соответственно, важным фактором уменьшения размера пятна является также повышение показателя преломления среды записи. Три других дополнительных и независимых меры, способных обеспечить работу на сверхразрешении (с преодолением предела Аббе) — это использование кольцевой формы апертуры фокусирующей системы (или, иначе, фокусируемых пучков с кольцевой формой), специальных неоднородных видов поляризации фокусируемого лазерного пучка (типа радиальной и азимутальной), а также оптимальной пространственно-частотной фильтрации компонентов фокусируемой волны (фильтрации Торальдо с использованием режима суперосцилляций в зоне фокусировки). В этом случае определенный по строгой векторной теории дифракции диаметр лазерного пятна может составлять порядка $0,36\lambda_w/NA$ и менее. По теории Торальдо нижнего предела не существует. Однако чрезмерная фильтрация Торальдо влечет за собой резкое увеличение побочных максимумов сфокусированного пятна (срезаемых на практике заградительными диафрагмами) и уменьшение энергии в полезном центральном максимуме. В настоящей работе, для уменьшения размера лазерного пятна при дальнепольной фокусировке, предлагается осуществить рациональное объединение собственно всех указанных факторов и методов по уменьшению размеров лазерного пятна, с достижением компромисса между данным размером и уровнями побочных максимумов.

Перспективные системы фокусировки, которые объединяют указанные факторы и методы, были предложены и численно проанализированы в недавних работах [6, 7]. Близких коммерческих аналогов данных систем в настоящее время не существует и по своим параметрам они являются уникальными. Данные системы построены на основе дифракционных оптических элементов (либо рефракционных аксиконов), специальных зеркальных оптических элементах, а также тонкопленочных конверторах поляризации из линейной в радиальную. В частности, как было определено, при использовании лазерного источника с длиной волны 266 нм и указанных конверторов поляризации, расчетные диаметры сфокусированных пятен составляют для сухих и иммерсионных фокусирующих систем, соответственно, 105 и 70 нм по уровню половинной интенсивности. В настоящее время системы находятся в стадии изготовления и экспериментальной проверки. Параллельно проводится тестирование фокусирующей системы на базе серийных сухих объективов при использовании лазерного источника с длиной волны 405 нм. Расчетный диаметр сфокусированного пятна такой системы (с конвертером радиальной поляризации, объективом с $NA = 0,9$ и оценке по Аббе, по

половинному уровню интенсивности) составляет 230 нм.

Заключение

Результаты проведенных исследований показывают, что лазерные методы безрезистного формирования масок на пленках металлов и кремния являются перспективным и гибким инструментом для изготовления амплитудных дифракционных структур с высоким пространственным разрешением. Нелинейный меха-

низм записи позволяет уменьшить ширину записываемого трека за счет снижения поглощения пленки в центре лазерного пучка примерно до 1,5–2 раз. Снижение длины волны и применение специально разработанной системы острой фокусировки и преобразования поляризации лазерного пучка может дополнительно под-
нять пространственное разрешение в 2–4 раза.

Благодарность

Данная работа поддержана грантом РНФ № 17-19-01721.

Список источников

- [1] **Gotchiyaev, V. Z.** High resolution optical recording on a-Si films / V. Z. Gotchiyaev, V. P. Korolkov, A. P. Sokolov, V. P. Chernukhin // *Journal of Non-Crystalline Solids*. — 1991. — 137&138. — P. 1297–1300.
- [2] **Metev, S. M.** Thermochemical action of laser radiation on thin metal films / S. M. Metev, V. P. Veiko, S. G. Savchenko et. al. // *Proc. IEEE Journ. Quant. Electr.* — 1981. — 17. — № 9. — P. 2004–2007.
- [3] **Коронкевич, В. П.** Лазерная термохимическая технология синтеза дифракционных оптических элементов в пленках хрома / В. П. Коронкевич, А. Г. Полещук, Е. Г. Чуринов, Ю. И. Юрлов // *Квантовая электроника*. — 1985. — 12. — № 4. — С. 755–761.
- [4] **Волков, А. В.** Высокора разрешающая лазерная запись контактных масок на пленках молибдена для изготовления элементов дифракционной оптики / А. В. Волков, О. Ю. Моисеев, С. Д. Полетаев // *Компьютерная оптика*. — 2013. — № 37 (2). — 222–225.
- [5] **Dostovalov, A. V.** Oxide composition and period variation of thermochemical LIPSS on chromium films with different thickness / A. V. Dostovalov, V. P. Korolkov, K. A. Okotrub, K. A. Bronnikov, S. A. Babin // *Opt Express*. — 2018. — № 26 (6). — P. 7712–7723.
- [6] **Полещук, А. Г.** Оптимизация параметров высокоапертурного дифракционно-рефлекторного объектива / А. Г. Полещук, А. Г. Седухин // *Труды XII Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2015»*. 12–15 октября 2015 г., г. Казань, Россия. — С. 319–321.
- [7] **Sedukhin, A. G.** Efficient tight focusing of laser beams optimally matched to their thin-film linear-to-radial polarization conversion: Method, implementation, and field near focus / A. G. Sedukhin, A. G. Poleshchuk // *Opt. Commun.* — 2018. — № 407. — С. 217–226.

Increasing the spatial resolution of resistless laser writing of diffractive structures

*A. G. Poleshchuk*¹, *V. P. Korolkov*¹, *A. G. Sedukhin*¹, *V. P. Veiko*^{1,2}, *A. A. Kutanov*³

¹ Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Novosibirsk, Russia

² Saint Petersburg National Research University of Information Technology, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

³ Institute of Physical and Technological Problems and Materials Science, National Academy of Science of the Kyrgyz Republic, Bishkek, Kyrgyz Republic

Various techniques, effects, and factors are considered for increasing the spatial resolution of resistless laser writing of diffractive structures on the films of metals and semiconductors by the thermal action of focused laser irradiation.

Keywords: Resistless laser writing, Thermochemical method of laser writing, Diffractive optical elements, Laser technologies.

II. Фото-термо-рефрактивные стекла для новых приложений в голографии, метрологии и лазерной технике

Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, И. С. Пичугин

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе рассмотрены вопросы создания новых фото-термо-рефрактивных (ФТР) стекол, исследования их физико-химических свойств и применения в голографии, метрологии и лазерной технике.

Ключевые слова: фото-термо-рефрактивное стекло, показатель преломления, нанокристаллы, лазерная техника, метрология.

Цитирование: **Никоноров, Н. В.** Фото-термо-рефрактивные стекла для новых приложений в голографии, метрологии и лазерной технике / Н. В. Никоноров, С. А. Иванов, И. С. Пичугин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 43–44.

Новые фторидные, хлоридные и бромидные ФТР стекла разработаны в Университете ИТМО (Санкт-Петербург) [1, 2]. В этих стеклах в результате облучения УФ излучением и последующей термообработки вырастают наночастицы серебра и нанокристаллы фторида натрия (NaF), хлорида (AgCl) и бромида (AgBr) серебра в виде оболочки на серебряной наночастице. Формирование кристаллической фазы в облученной области приводит к изменению показателя преломления, достигающему значения $\Delta n \approx 10^{-3}$. Для фторидных ФТР стекол Δn отрицательное, для хлоридных и бромидных ФТР стекол Δn положительное. Наведенные потери в ФТР стеклах обусловлены прежде всего полосой поглощения наночастиц серебра в спектральной области 420–450 нм. Для фторидных ФТР стекол наведенные потери малы и не превышают $0,1 \text{ см}^{-1}$, для хлоридных и бромидных стекол наведенные потери могут превышать 100 см^{-1} . Эти потери могут быть уменьшены до $0,1 \text{ см}^{-1}$ за счет технологии обесцвечивания с использованием импульсного лазерного излучения ($\lambda \approx 1 \text{ мкм}$) фемтосекундной длительности [3]. Такое обесцвечивание приводит к фотофрагментации серебряных наночастиц, при этом кристаллическая оболочка (AgCl, AgBr) сохраняется. Различия в показателях преломления облученной и необлученной области позволяет записывать фазовые (для случая фторидных ФТР стекол) или амплитудно-фазовые (для хлоридных и бромидных ФТР стекол) голограммы. В свою очередь, амплитудно-фазовые голограммы на хлоридных и бромидных ФТР стеклах могут быть преобразованы в чисто фазовые за счет технологии обесцвечивания.

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 %), а также угловую (0,1 мрад) и спектральную (0,1 нм) селективность. Голограммы, записанные в ФТР стекле, обладают высокой химической устойчивостью, механической и термической прочностью, которые близки коммерческому оптическому стеклу К8 (зарубежный аналог BK7). Кроме

того, они выдерживают воздействие мощного непрерывного и импульсного лазерного излучения. Пороги оптического пробоя ФТР стекла близки к порогам пробоя коммерческого оптического стекла BK7: 30–40 Дж/см² при импульсном облучении (8 нс, $\lambda = 1064 \text{ нм}$) и 100 кВт/см² при непрерывном облучении ($\lambda = 1095 \text{ нм}$) [4]. Также стоит отметить, что голограммы могут выдерживать многократный нагрев до высоких температур (450 °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 (BK7), 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 как в лабораторных (до 5–10 кг), так и в промышленных (до 300 кг) условиях с использованием простой и нетоксичной технологии. При этом химические реактивы, необходимые для синтеза стекла, являются коммерчески доступными и недорогими.

Следует также отметить некоторые необычные для регистрирующих сред свойства ФТР стекол.

Так, ФТР стекла содержат щелочную компоненту (ионы натрия), и к таким стеклам применима ионообменная технология, которая позволяет создавать ионообменные оптические волноводы, а также упрочнять поверхность за счет сжимающих диффузионных напряжений [5]. Ионообменная технология позволяет повышать механическую, термическую и оптическую прочность ФТР стекла, а также его химическую устойчивость.

В работе [6] показано, что скорость травления закристаллизованной области материала в 10^{-15} раз выше скорости травления исходного стекла. Этот эффект позволяет создавать трехмерные микрофлюидные

структуры в объеме ФТР стекла. В работе [7] показана возможность легирования ФТР стекол редкоземельными ионами (неодимом, иттербием, эрбием), что открывает возможность записи брэгговских решеток непосредственно внутри активной среды, т. е. позволяет создавать лазеры с распределенным брэгговским отражателем и с распределенной обратной связью.

Отмеченные особенности ФТР стекол позволили в настоящей работе разработать и продемонстрировать широкий спектр голографических оптических элементов и устройств для лазерной техники и метрологии:

– сверхузкополосные спектральные фильтры (ширина полосы до 5 нм) для повышения спектральной

яркости и температурной стабилизации длины волны излучения лазерных диодов [8] (совместно с ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН),

– голографические призмы на основе мультиплексных брэгговских решеток (более 20 решеток, записанных в единичном объеме) для высокоточных угловых измерений [9] (совместно с концерном «ЦНИИ «Электроприбор»),

– метки для коллиматорных голографических прицелов [10] (совместно с МГТУ им. Н. Э. Баумана).

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 // Chapter 19 in book of Holographic materials and optical systems, edited by I. Nayadenova, D. Nazarova and T. Babeva, InTech. — 2017. — P. 435–461.
- [2] **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.
- [3] **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.
- [4] **Glebov, L.** Fluorinated silicate glass for conventional and holographic optical elements / L. Glebov // Window and Dome Technologies and Materials X. Proc. of SPIE. — 2007. — Vol. 6545. — P. 654507.
- [5] **Sgibnev, Y. M.** Optical gradient waveguides in photo-thermo-refractive glass formed by ion exchange method / Y. M. Sgibnev, N. V. Nikonorov, V. N. Vasilev, A. I. Ignatiev // Journal of Lightwave Technology. — 2015. — Vol. 33. — № 17. — P. 3730–3735.
- [6] **Sgibnev, Y.** Photostructurable photo-thermo-refractive glass / Y. Sgibnev, N. Nikonorov, A. Ignatiev, V. Vasilev, M. Sorokina // Optics Express. — 2016. — Vol. 24. — № 5. — P. 4563–4572.
- [7] **Nikonorov, N. V.** Effect of rare-earth-dopants on Bragg gratings recording in PTR glasses / N. V. Nikonorov, S. A. Ivanov, D. A. Kozlova, I. S. Pichugin // Proceedings of SPIE. — 2017. — Vol. 10233. — P. 102330.
- [8] **Ivanov, S. A.** Narrowing of the emission spectra of high-power laser diodes with a volume Bragg grating recorded in photo-thermo-refractive glass / S. A. Ivanov, N. V. Nikonorov, A. I. Ignat'ev, V. V. Zolotarev, Ya. V. Lubyanskiy, N. A. Pikhtin, I. S. Tarasov // Semiconductors. — 2016. — Vol. 50. — № 6. — P. 819–823.
- [9] **Angervaks, A. E.** Holographic prism made from photo-thermo-refractive glass: requirements and possibilities / A. E. Angervaks, K. S. Gorokhovskii, V. A. Granovskii, Van Bac Doan, S. A. Ivanov, R. A. Okun', N. V. Nikonorov, A. I. Ryskin // Optics and spectroscopy. — 2017. — Vol. 123. — № 6. — P. 970–976.
- [10] **Ivanov, S. A.** Recording holographic marks for telescopic systems in photo-thermo-refractive glass / S. A. Ivanov, A. E. Angervaks, A. S. Shcheulin, A. I. Ignatiev, N. V. Nikonorov // Optics and spectroscopy. — 2014. — Vol. 117. — № 6. — P. 971–976.

Photo-thermo-refractive glasses for new applications in holography, metrology and laser technology

N. V. Nikonorov, S. A. Ivanov, I. S. Pichugin

Saint Petersburg National Research University of Information Technology, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

This work presents issues of development of a new photo-thermo-refractive (PTR) glasses, the research of its physical and chemical properties and applications in holography, metrology and laser technology.

Keywords: Photo-thermo-refractive glasses, Refractive index, Nanocrystals, Metrology, Laser technology.

12. Формфактор и требования к голографическим материалам

С. А. Шойдин

Сибирский государственный университет геосистем и технологий, Новосибирск, Россия

Рассмотрены проблемы, возникающие при записи голограмм в объёмных средах. Выбраны основные для класса среды: безрелаксационные динамические среды и среды с проявлением. Показаны их преимущества и недостатки. Сформулированы рекомендации, основанные на анализе основных закономерностей формирования фотоотклика, включая пространственный резонанс и формфактор.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Голографический материал, Формфактор.

Цитирование: Шойдин, С. А. Формфактор и требования к голографическим материалам / С. А. Шойдин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 45–54.

Введение

Начиная с первых работ по голографии [1, 2] всегда перед разработчиками стоял принципиальный вопрос — на чём, на каком голографическом материале записывать ту или иную голограмму. Очень удачно сложилась история техники в том, что к моменту зарождения голографии уже достаточно давно развилась индустрия фотоматериалов. Разработанные для фотографии и спектроскопии фотографические материалы на галоидосеребряных эмульсиях уже производились на флагмане социалистической индустрии «ПО Славич», сегодня ОАО «Компания Славич». Это известные во всём мире голографические материалы ПФГ-01, ПФГ-02, ПФГ-03 и ПФГ-04. Последние относятся к бессеребряным материалам и сделаны на основе бихромированной желатины. Такие материалы и сегодня широко используются в голографии [3]. Однако мечта всех, кто занимается голографией о 100 % преобразовании света в восстановленное голограммой изображение на этих материалах, не была достигнута. И не только по причине технологических трудностей. Для тонких голограмм, используемых в схеме Лейта и Упатниекса [2], есть известный теоретический предел, который для амплитудных материалов не позволяет достигать дифракционную эффективность свыше 6,25 %, а для фазовых — 33,9 % [4, 5]. Поэтому уже многие годы внимание всех голографистов приковано к так называемым «толстым» голографическим слоям, в которых можно реализовать фазовые фотоиндуцированные изменения, т. е. изменения под действием света диэлектрической проницаемости вещества, приводящего к фотоиндуцированному изменению показателя преломления на длине волны восстановления. Теоретически, такие материалы, в случае отсутствия собственного поглощения, могут достигать 100 % дифракционной эффективности. Поэтому множество исследователей буквально бросились на разработку таких материалов, в результате чего появилась лавина публикаций, обзор которых можно посмотреть, например, в [6]. Однако позже выяснилось, что большинство из них несовершенно. Либо имеет сильное собственное поглощение, без которого невозможно обеспечить фото-

чувствительность, либо обладает значительной анизотропией, искажающей дифракцию, как это бывает в кристаллах, либо недостаточный диапазон фотоотклика, не позволяющий набрать необходимый фазовый фотоотклик в материале, либо недостаточна его толщина, либо есть почти всё, но голограмма долго не живёт. Словом, множество проблем не позволяют выбрать лучший материал, или, хотя бы, понять требования, которые надо предъявлять к «идеальному» голографическому материалу. Но и это ещё не всё. В настоящей работе мы обращаем внимание на два физических эффекта, которые также мешают фазовым голографическим материалам достигать большой дифракционной эффективности. Первый из них связан с эффектом, который можно назвать «пространственным резонансом записывающего голограмму поля с неоднородностями показателя преломления, вызванными этой записью», который свойственен голограммам, записываемым в динамических безрелаксационных средах, т. е. средах, формирующих фотоотклик непосредственно во время записи. Природа этого эффекта связана с взаимодействием уже частично созданной голографической решётки с ещё поступающим для продолжения записи излучением интерферирующих объектной и опорной волн, как это бывает в средах без проявления. Второй существует и в средах с проявлением и связан с наличием неоднородностей в записывающих объёмную (Брэгговскую) голограмму пучках. Этот эффект был сравнительно недавно обнаружен и назван «формфактор голограмм» [10–19].

Пространственный резонанс, или нелинейный набег фазы. Запись голограмм в динамических безрелаксационных средах

Среди динамических голографических материалов можно выделить такие, фотоотклик у которых определяется интегральной энергией света в течение всего процесса экспонирования, без этапа формирования скрытого изображения с последующим проявлением. А время релаксации наведённого фотоотклика существенно превышает время его формирования. В таких средах происходит самодифракция записывающих пучков на возникающих под их действием дифракционных решётках. Это вызывает нестационарный

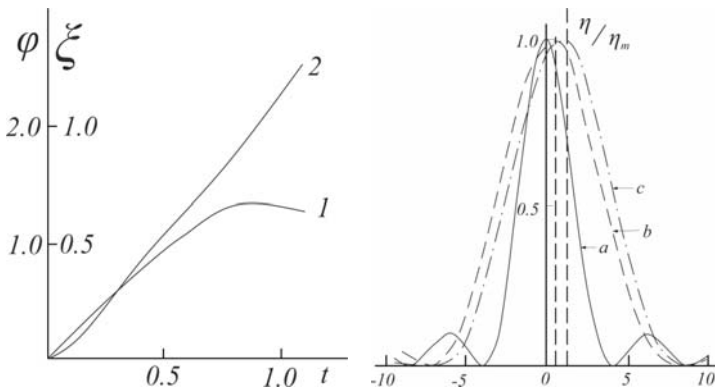


Рис. 1. Нормированная амплитуда фотоиндуцированной диэлектрической постоянной $\xi(t)$ на задней поверхности ($z = L$) голограммы (кривая 1) и фаза (φ) голографической решётки (кривая 2)

Рис. 2. Абсцисса — нормированные значения отклонения опорного пучка (Γ) при восстановлении, ордината — нормированная дифракционная эффективность η/η_0 .

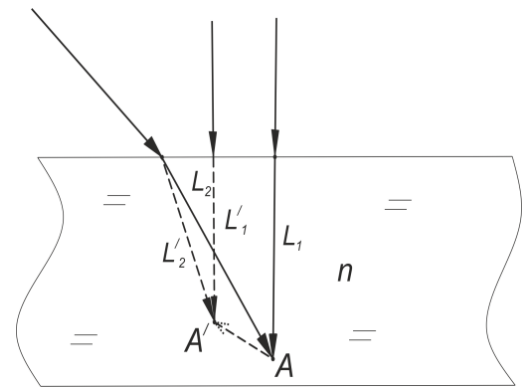


Рис. 3. L_1 -, L_2 -эйканалы соответственно опорного и объектного пучков в произвольной точке A среды вначале записи; L'_1 , L'_2 в процессе записи, A' — смещающаяся точка A одинаковой разницы эйканалов

энергообмен между записывающими пучками, особенности которого исследовались на примере голографического материала Реоксан [7]. В этой работе был проведён численный расчёт дифракционной эффективности плоских пучков в динамических безрелаксационных средах с фотооткликом вида

$$\varepsilon(r, t) = \varepsilon_0 + \xi = \varepsilon_0 + \beta \int_0^t |E(r, t)|^2 dt. \quad (1)$$

Здесь ε_0 — начальное значение диэлектрической проницаемости, β — константа, определяющая чувствительность среды, $r = (x, y, z)$, $E = a + b$ амплитуда записывающего излучения.

Динамика формирования голографической решётки, регистрируемая в среде с таким откликом, для случая двух плоских волн с различными углами падения на поверхность среды описывается такой системой связанных волн.

$$\frac{\partial a}{\partial z} - \frac{i\pi}{2} Ra - \frac{i\pi}{2} Db = 0, \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial b}{\partial z} - \frac{i\pi}{2} Rb - \frac{i\pi}{2} D^* a = 0.$$

$$R(z, t) = \int_0^t [|a(z, t)|^2 + |b(z, t)|^2] dt. \quad (3)$$

$$D(z, t) = \int_0^t a(z, t) b^*(z, t) dt. \quad (4)$$

Здесь система уравнений (2–4) аналогична [8], где $a(x, y)$, $b(x, y)$ — объектная и опорная волна, а $R(z, t)$ и $D(z, t)$ коэффициенты взаимодействия. Амплитуды a , b нормированы на амплитуду C на передней границе среды $z = 0$; $z = z'/L$ координата, направленная вглубь среды толщиной L , нормально поверхности; $\rho = \cos \theta_b / \cos \theta_a$, θ_a , θ_b — углы распространения волн

в среде; $T = t/t_0$, где $t_0 = \lambda \cos \theta_a / 4\beta C^2 L$, λ — длина волны. При таком выборе t_0 значение безразмерной переменной $t = 1$ соответствует единичной дифракционной эффективности голограммы, записанной при $\rho = 1$.

При несимметричном падении пучков, когда $\rho \neq 1$, коэффициенты R , D в (2) становятся функциями координаты z и времени. Выражение для величины фотоиндуцированного изменения диэлектрической проницаемости в соответствии с [8], имеет вид

$$\xi(r, t) = \frac{\lambda \cos \theta_a}{2L} [R + |D| \cos(Kr + \varphi)]. \quad (5)$$

где $\varphi(z, t) = \cos^{-1}(\text{Re } D/|D|)$, K — фаза и вектор голографической решётки, соответственно. Зависимость $R(z, t)$, $D(z, t)$ определялись в результате численного решения системы (2) с граничными условиями $a(0, t) = b(0, t) = 1$. По вычисленным $R(z, t)$, $D(z, t)$ определялась амплитуда $\xi = \lambda |D| \cos \theta_a / L$ и фаза φ решётки.

На рис. 1 показаны графики зависимости фазы $\varphi(t)$ и нормированной амплитуды решётки $\xi(t) = |D(1, t)|$ на задней поверхности голограммы с параметром асимметрии записывающих пучков $\rho = 0,1$. В отличие от случая симметричной записи пучками равной интенсивности величина ξ растёт со временем нелинейно, более того, при $t > 0,9$ амплитуда решётки начинает падать, т. е. вследствие смещения интерференционной картины (рис. 3) происходит разрушение уже сформировавшейся голографической решётки. Нелинейность зависимости $\varphi(t)$ означает, что происходит не только наклон решётки, но и её искривление (смещение из A в A' на рис. 3).

Проявление указанных эффектов можно проследить наблюдая за поведением восстановленной на такой голографической решётке, вида (5) объектной

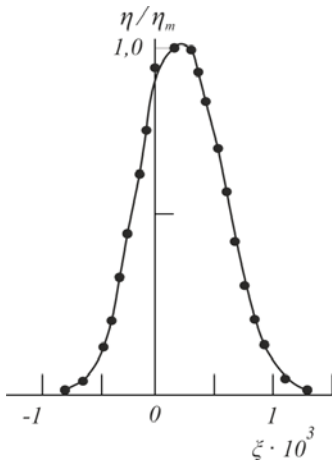


Рис. 4. Экспериментально измеренные точки и аппроксимирующая их кривая нормированной величины дифракционной эффективности η/η_0 в зависимости от угла поворота ξ плоской восстанавливающей волны относительно опорной при записи (запись производилась He–Ne лазером на плоскую голографическую среду Реоксан толщиной 1 мм).

волны «а» т. е. решением задачи дифракции на такой решётке плоской волны в момент t . Пусть восстанавливающая волна отличается от опорной при записи на малый угол δ_r , лежащий в плоскости падения пучков при записи. В этом случае система уравнений для амплитуд волн при восстановлении отличается от (2) наличием в левых частях уравнений членов соответственно $i\gamma \sin \theta_a$ и $i\gamma \sin \theta_b$, где $\gamma = 2\pi\delta L/\lambda$. Угловая селективность голограммы определяется отношением интенсивности восстановленной волны $\eta = |a(z=1)|^2$ при различных δ к максимальной η_{\max} . Граничные условия при восстановлении записываются в виде: $a(0) = 0, b(0) = 1$.

На рис. 2 приведены графики угловой селективности при $\rho = 0,5, \rho = 1$ и $\cos \theta_a = 1$ в различные моменты записи. Безразмерный параметр $\Gamma = 2\gamma \sin \theta_b/\pi$ характеризует угол отклонения δ восстанавливающего пучка от опорного при записи. Видно, что при $\rho \neq 1$ максимальная интенсивность восстановленной волны достигается при отклонении восстанавливающего пучка от опорного при записи. Величина сдвига кривой селективности при $t = 1$ сравнима с полушириной её центрального лепестка. Сравнение кривых b и c показывает, что увеличение времени записи от $t = 0,5$ до $t = 1$ практически не уменьшает ширину кривой селективности.

Таким образом, асимметрия в геометрии записи голограмм плоскими пучками равной интенсивности в динамической безрелаксационной среде приводит к существенным различиям по сравнению со случаем симметричной записи, а также по сравнению с голограммами, записанными в проявляемых средах. Самодифракция записывающих волн на формируемой ими решётке приводит к изменению в процессе записи среднего наклона решётки, к её искривлению и уменьшению амплитуды по глубине среды. Это проявляется в

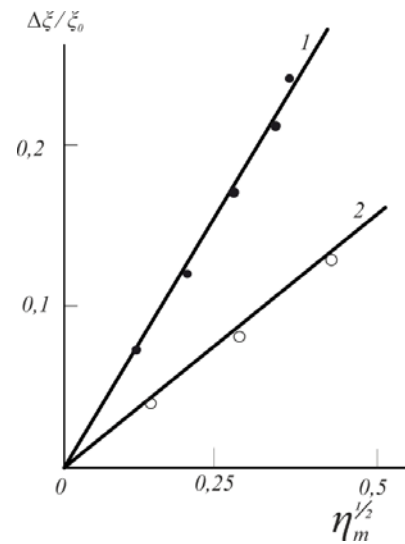


Рис. 5. Экспериментально измеренные точки сдвига оптимального угла восстановления $(\Delta\xi/\xi)$, при котором достигается максимальная дифракционная эффективность η_m .

замедлении роста дифракционной эффективности и смещении угла брэгговского восстановления. В наиболее часто используемых случаях, когда $\rho > 0,5$, а $t < 1$, влияние искривления решётки сравнительно мало, и отмеченные отличия изменения брэгговского восстановления и уменьшения дифракционной эффективности в основном обусловлены изменением наклона решётки, сопровождающимся уменьшением амплитуды её модуляции по глубине.

Аналогичные эффекты были экспериментально изучены при записи голографических решёток в голографических запоминающих устройствах (ГЗУ), когда в качестве объектного пучка формировалась спекл-картина от Фурье преобразования матриц случайно расположенных отверстий [9]. В работе по экспериментальному наблюдению пространственного резонанса спекл-поля с неоднородностями наведённого им показателя преломления [10], было показано (рис. 4), что пик кривой селективности оказался сдвинутым по отношению к направлению опорной волны при записи, отвечающему максимальной дифракционной эффективности на объёмной статической решётке плоских волн. Причиной сдвига такой величины может являться сразу два эффекта. Первый — это упомянутая раньше самодифракция при записи голограммы в динамической среде. Второй — теоретически обнаруженный рядом авторов ранее [11] эффект пространственного резонанса спекл-волны, возбуждённой в объёме среды при считывании голограммы с неоднородностями записанной на голограмме спекл-структуры.

Также, наличие самодифракции на спекл-структуре записанной голограммы было экспериментально показано в [12]. На рис. 4 приведены экспериментально полученные на материале Реоксан графики зависимости относительного сдвига оптимального угла $(\Delta\xi/\xi)$

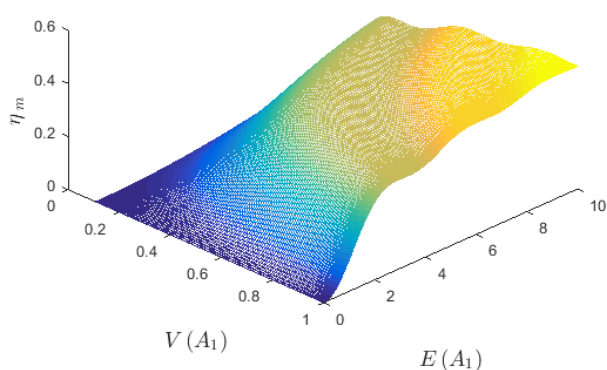


Рис. 6. Зависимость η_m от экспозиции E и видности V

восстановления плоской волны от величины максимальной дифракционной эффективности η_m , которая нелинейно зависит от экспозиции.

На рис. 2б приведены теоретические кривые 1 и 2 и соответствующие им экспериментально измеренные значения отклонения $\Delta\xi/\xi$ в зависимости от достигнутой на голограмме дифракционной эффективности, соответственно, для записи объектного пучка, представляющего собой спекл-картину (кривая 1) и плоского объектного пучка (кривая 2). Теоретически полученная в [12] оценка такой кривой имеет вид

$$\Delta\xi/\xi = \frac{\sqrt{\eta_m}}{2\pi} \sqrt{\frac{\langle |A|^2 \rangle}{|B|^2}}$$

Полученные экспериментальные данные хорошо ложатся на эту кривую.

Сравнение полученных результатов показывает, что при записи голограмм реальных объектов, представляющих собой сложную агломерацию плоских волн, а, следовательно, имеющих спекл-структуру, смещение пика угловой селективности в динамических средах ещё возрастает в 2 раза за счёт самодифракции восстанавливаемой опорным пучком на записанной спекл-структуре, названной в [28] пространственным резонансом. Рис. 1, 2, 4 и 5 иллюстрируются схемой протекания процесса сдвига (искривления) линии расположения максимумов фотоиндуцированного фазового фотоотклика за счёт смещения максимумов интерференционных решёток в динамическом, безрелаксационном материале (рис. 3).

Такое взаимодействие интерференционной решётки с уже записанным фотооткликом можно назвать резонансно-диссипативным взаимодействием, поскольку они сначала взаимно усиливают друг друга, а затем разрушают.

Формфактор и его влияние на запись голограмм

Как было показано выше, динамическая безрелаксационная среда имеет имманентно ей присущие ограничения, не позволяющие на практике достигать

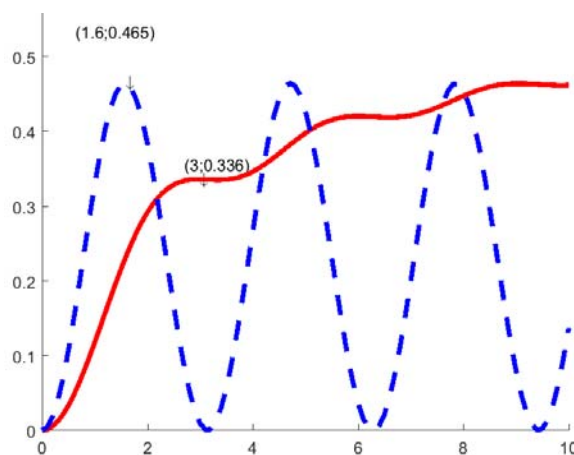


Рис. 7. Графики среза из рис. 1 при $V = 1$ (сплошная кривая) и когельниковское значение дифракционной эффективности для равномерного пучка (пунктирная кривая), уменьшенная примерно в 2 раза по амплитуде до максимальных значений η_m с целью удобства сравнения положений максимумов соответствующих кривых. Полученный формфактор $\Psi = 1,6/3,0 = 0,53$

дифракционной эффективности, близкой к предельной. Можно было бы сделать вывод о том, что проявляемые среды, формирующие на первом этапе только скрытое изображение, и есть идеальный выход из положения. Однако ниже мы покажем новый класс ограничений дифракционной эффективности и для таких голограмм, связанный с понятием «Формфактор».

Обычно, при разработке новых голографических материалов и выборе удобных для решения технических вопросов большое внимание уделяется увеличению динамического диапазона фотоотклика среды [13–16]. Однако, как было показано выше, использование большого динамического диапазона голографической среды для увеличения дифракционной эффективности не всегда возможно.

Ещё одна, крайне важная и даже, можно сказать, первостепенная причина ограничения дифракционной эффективности голограмм, которая существует даже в проявляемых, с механизмом записи скрытого изображения и с большими диапазонами фотоотклика, голографических материалах, определяется влиянием, так называемого, формфактора голограммы. В [17–20] для гауссовых пучков были получены ограничения на максимально достижимую дифракционную эффективность η_m , а также получен коэффициент увеличения оптимальной экспозиции, требуемой для достижения её максимума, названный формфактором. Там же было отмечено, что влияние формфактора существует даже в проявляемых средах, но только при одновременном существовании двух эффектов: нелинейности отклика, в данном случае $\eta_m(E, V)$, и неравномерности яркости по полю $E(x, y)$. Причём, при устранении одной из этих двух нелинейностей эффект формфактора сводится к нулю, и величина достижимой дифракционной эффективности описывается классическим выражением, аналогичным (2), полученным Когельником для плос-

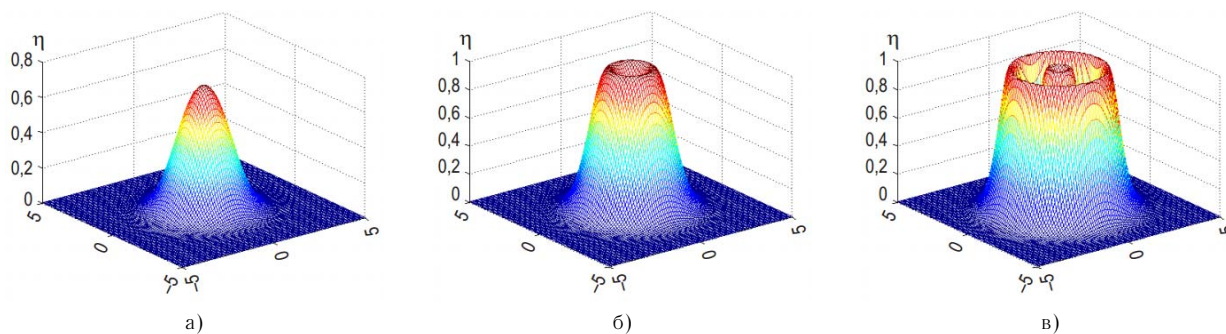


Рис. 8. Возрастающая от (а) к (в) экспозиция приводит сначала к росту η , а затем к провалу в центре и снова к росту, как на графике рис. 6

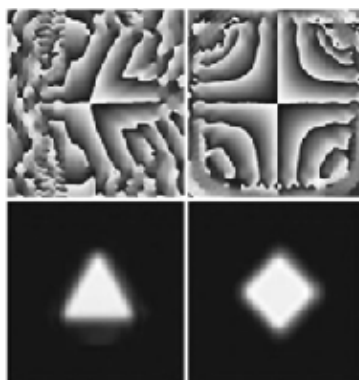


Рис. 9. Форма пучков на выходе лазера (снизу) при фазовой модуляции (сверху) из [23]

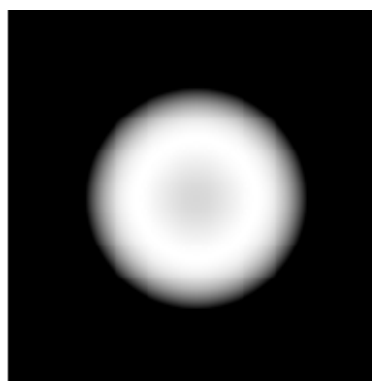


Рис. 10. Форма пучков на выходе лазера [24]

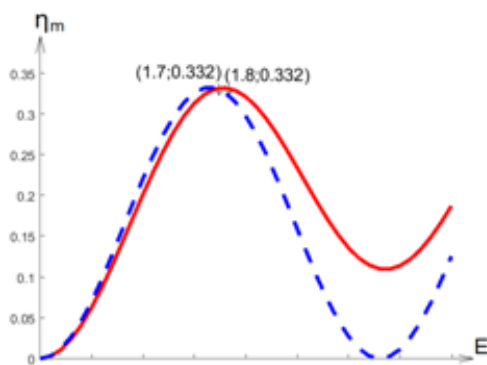


Рис. 11. $\eta_m(E)$, вычисленная для случая рис. 9

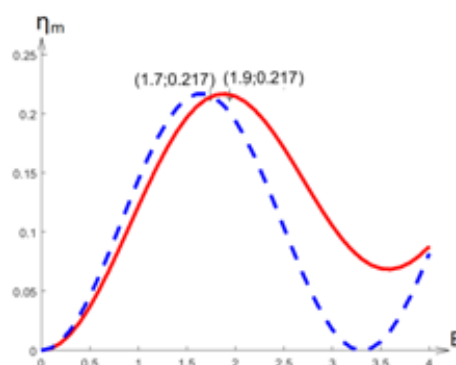


Рис. 12. $\eta_m(E)$, вычисленная для случая рис. 10

кой волны [5]. Степень приближения к этому классическому выражению определяется степенью приближения одной из двух вышеуказанных нелинейностей к прямолинейному, равномерному распределению. Как показано в [13–16], средняя дифракционная эффективность η_m определяется (6) и переходит в классическую (7) [5], когда произведение $\beta E(x, y)V(x, y)$ постоянно по полю голограммы.

$$\eta_m = \left(\frac{1}{S}\right) \iint \sin^2 \{ \beta(E)E(x, y)V(x, y) \} dx dy \quad (6)$$

$$\eta = \Omega \sin^2 [\Psi f(EV)]. \quad (7)$$

Здесь и далее, аналогично [17, 20], экспозиция E приводится в нормированных единицах так, что $E = 1$ изменяет фотоотклик голографического материала,

приводя к росту аргумента под синусом, равному одному радиану. Таким образом, экспозиция $E = \pi/2$, при $\beta = 1$ приводит к $\eta = 100\%$ при видности $V = 1$ в соответствии с выражением, найденным Когельником, в которое вырождается (2) при $\Psi f(EV) = EV$. На рис. 6, приведена зависимость $\eta_m(E, V)$, рассчитанная по (6) при экспозиции гауссовым пучком. Для сравнения на рис. 7 приведен график зависимости от нормированной экспозиции E классической Когельниковской [5] дифракционной эффективности (пунктирная кривая) и $\eta_m(E)$, рассчитанной по (6) для $V = 1$. Видно, что $\eta_m(E, V)$ на рис. 1 растёт нелинейно, как бы сначала забираясь на первую ступеньку, а потом на следующую.

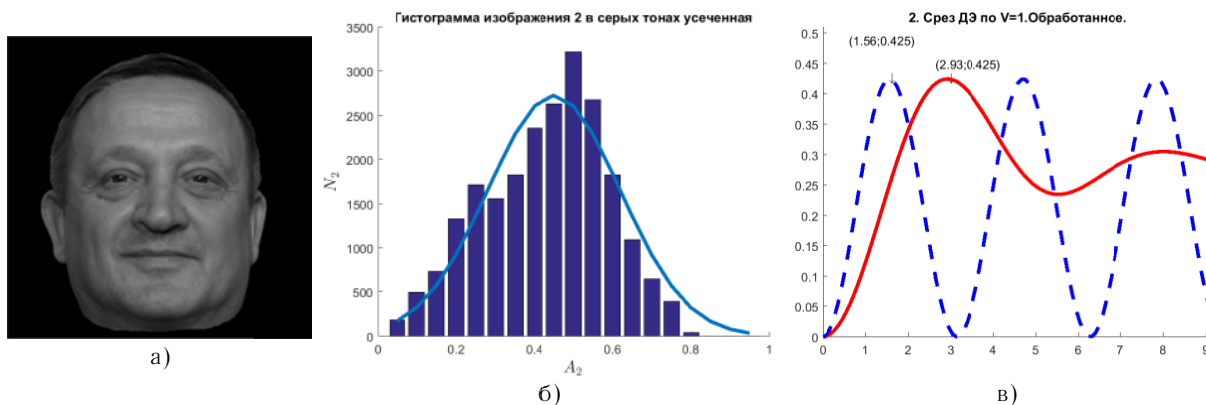


Рис. 13. Портретное изображение (а), гистограмма статистического распределения яркости (б) портретного изображения, дисперсия отклонения от гауссового пучка 17,9 %, дифракционная эффективность голограммы (в) портретного изображения (сплошная кривая) и дифракционная эффективность равномерной по полю когельниковской голограммы (в), уменьшенная по амплитуде для удобства сравнения (пунктирная кривая). Полученный формфактор $\Psi_{\#} = 1,56/2,93 = 0,53$

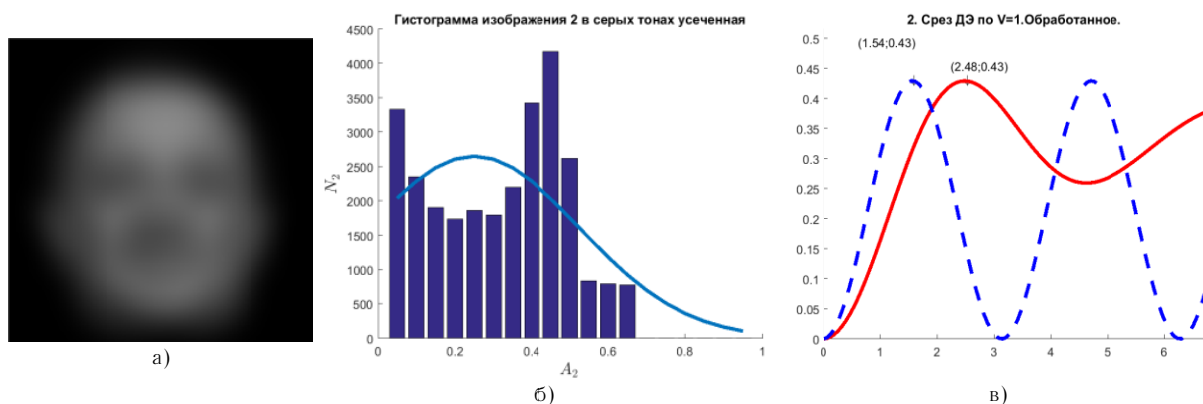


Рис. 14. Портретное изображение (а), расфокусированное на 10 %, гистограмма статистического распределения яркости (б) расфокусированного портретного изображения, дисперсия отклонения от гауссового пучка 45,2 %, дифракционная эффективность голограммы (в) такого расфокусированного портретного изображения (сплошная кривая) и дифракционная эффективность равномерной по полю когельниковской голограммы (в), уменьшенная по амплитуде для удобства сравнения (пунктирная кривая). Полученный формфактор $\Psi_5 = 1,54/2,48 = 0,62$

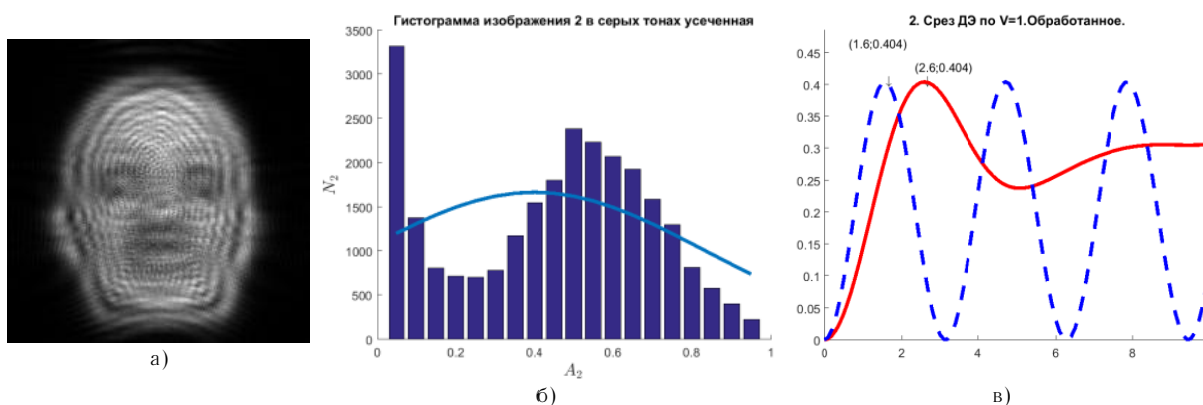


Рис. 15. Изображение в ближней зоне дифракции (а), соответствующая ему гистограмма распределения яркости (б), дисперсия отклонения от гаусса 47,9 %, графики средней дифракционной эффективности (в) по (1) при $V = 1$ — сплошная кривая и когельниковское значение дифракционной эффективности (в) по (2) при $\Psi(EV) = EV$ для равномерного пучка (пунктирная кривая). Полученный формфактор $\Psi_6 = 1,6/2,6 = 0,61$

Это связано с тем, что, согласно (6), наиболее яркие участки (x, y) голограммы гауссовых пучков достигая первыми максимальных локальных значений ди-

фракционной эффективности, рис. 8, затем уменьшают свой вклад в неё, когда для них значение аргумента (7) перерастает $\pi/2$.

Следующий этап возрастания $\eta_m(E, V)$ возникает при прохождении аргументом $3\pi/4$ и т. д. Отношение экспозиций, при которых дифракционная эффективность достигает максимума в [17–20] определено как формфактор, то есть фактор формы голограммы, определяемый формой пучков при её записи и влияющий на скорость достижения максимально возможной дифракционной эффективности и величину этого максимума.

Категоричность указанных выше ограничений на максимально достижимую дифракционную эффективность, смягчается при более внимательном рассмотрении причин такого явления. Свободным параметром является, например, видность V , точнее, комбинация трёх параметров в (6), это: экспозиция E , видность V и чувствительность β .

Все они имеют различную природу и часто могут быть искусственным образом изменены независимым образом по полю голограммы при её записи. Это помогает несколько оптимизировать влияние формфактора. Так, в [21, 22] были сделаны первые шаги по осмыслению путей снятия указанных ограничений. В частности, показано, что при использовании других, не гауссовых пучков, влияние формфактора слабеет. Действительно, при использовании для записи голограмм лазерных пучков, описанных в [23, 24], (рис. 9 и 10) можно существенно снизить влияние формфактора (рис. 8в и 8г). По графикам рис. 11 и 12 видно, что для таких пучков формфактор $\Psi_2 = 1,7/1,8 = 0,94$ и $\Psi_3 = 1,7/1,9 = 0,89$, т. е. практически близки к единице.

Несмотря на широкую применимость модели гауссовых пучков при записи голограмм, часто распределение яркости, так называемых, объектных пучков, по полю голограммы не соответствует по форме гауссу. Однако, как было отмечено в [25, 26], большинство сложных по форме пучков, имеющих многофакторное (хотя и не гауссово по полю) распределение яркости, в силу ЦПТ, могут приближаться к гауссовой статистике распределения яркости. Это означает, что для голограмм, записанных такими пучками, тоже можно ожидать подобного проявления формфактора.

На рис. 13 приведено изображение портрета человека (а), гистограмма распределения яркости (б) и вычисленная (в) для такого изображения $\eta_m(E)$. Видно,

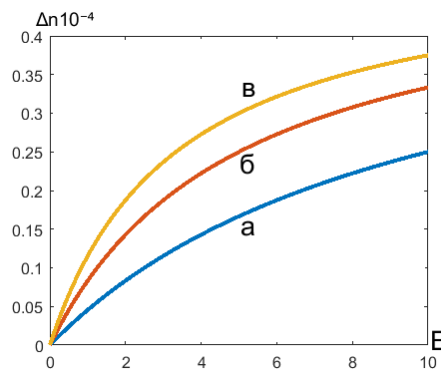


Рис. 16. Нелинейность фазового фотоотклика $\Delta n(E)$ при $\alpha = 0,5$ и $\alpha_1 = 0,1$ (а), 0,2 (б) и 0,3 (в)

что статистика распределения яркости в случае портретного изображения близка к гауссовой, а величина формфактора $\Psi_4 = 1,56/2,93 = 0,53$, практически совпадает с формфактором гауссовых пучков Ψ_1 .

Даже отклонения статистического распределения от гауссова не приводят к значительному изменению формфактора. При этом допустимы только такие отклонения, которые не приводят к нарушению структуры записываемого на голограмму сигнала (изображения). К ним могут относиться: расфокусировка, удаление объекта, изменение видности по полю и даже по объёму регистрируемого изображения. На рис. 14 и 15, соответственно, приведены рассчитанные по (6) графики $\eta_m(E)$ при расфокусировке изображения (рис. 14) и при значительном удалении объекта от плоскости голограммы при записи (рис. 15) для голограммы того же портретного изображения. Видно, что в обоих случаях значения формфактора очень близки и слабо отличаются от формфактора исходного портрета, хотя гистограммы распределения яркости от портрета уже значительно отличаются. Это даёт нам основание считать, что формфактор подобен некому инварианту движения, слабо зависящему от изменений записываемого изображения.

Далее введём нелинейность β , т. е. формирование фотоотклика будем считать в виде (8), соответствующем экспериментально наблюдаемому в материале Реоксан [7].

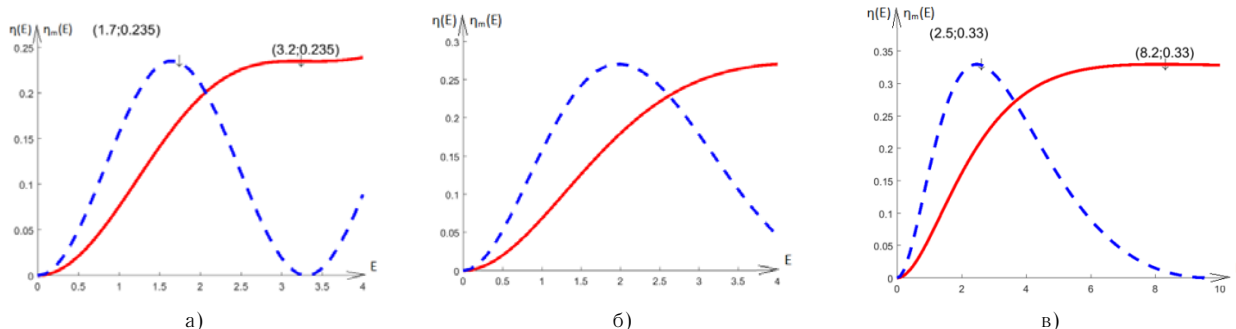


Рис. 17 Средняя дифракционная эффективность $\eta_m(E)$ голограмм гауссовых пучков для случаев нелинейности (а), (б) и (в) рис. 13

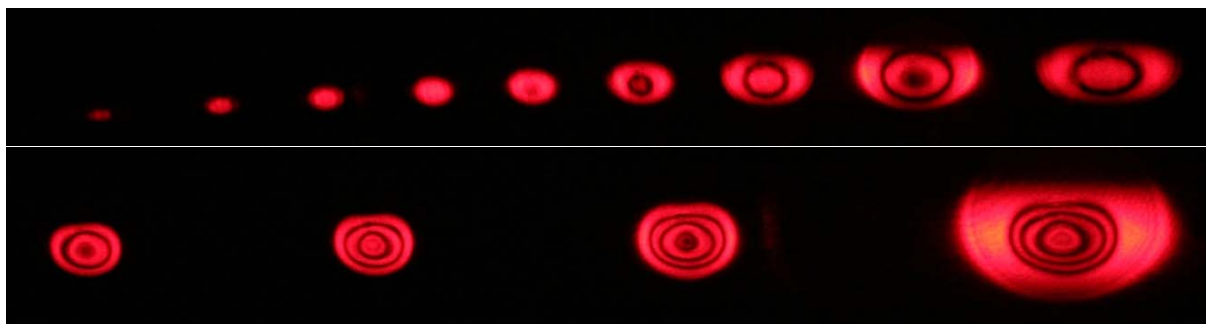


Рис. 18. Яркость восстановленного голограммой изображения с ростом экспозиции

$$\beta = \frac{\alpha}{1 + \frac{1}{\alpha_1 E}} \quad (8)$$

По (6) получены кривые дифракционной эффективности (рис. 17) и по ним вычислены значения формфактора [27], изменяющиеся, соответственно, от $\Psi_7 = 1,7/3,2 = 0,53$ до $\Psi_8 = 2,5/8,2 = 0,3$. При этом был замечен эффект возрастания максимальной дифракционной эффективности η_m с ростом нелинейности, причём вполне ощутимый — от 23 % для $\alpha_1 = 0,1$ до 33 % для $\alpha_1 = 0,3$. Это значит, что нелинейность отклика фотоматериала, используемого для записи голограммы, в случае неравномерной по полю яркости записываемых пучков, приводит не к снижению дифракционной эффективности, а к её увеличению.

Причиной этого является взаимодействие трёх нелинейностей. Первая — это неравномерное, нелинейное распределение по полю интенсивности записываемых голограмму пучков. Вторая — это синусоидальная зависимость дифракционной эффективности фазовой голограммы на экспозицию. И третья — это нелинейный отклик на экспозицию самого голографического материала. Наличие первой и второй создаёт эффект формфактора [17–20], а наличие третьей приводит к тому, что локальный по полю вклад голографической

дифракционной решётки в среднюю дифракционную эффективность, перейдя максимум, спадает медленнее, чем растут соседние участки, ещё только стремящиеся к максимуму [27].

Следует отметить, что оба приведённых ранее метода модификации записываемых на голограмму изображений (нерезкость и удаление объекта) при одинаковой нелинейности фотоотклика не дают существенного изменения $\eta_m(E)$, а также практически не влияют на величину оптимальной экспозиции, что ещё раз подтверждает устойчивый характер параметра, названного нами формфактором. Таким образом, повторимся — формфактор, как для голограмм гауссовых пучков, так и для голограмм сложных, многофакторных изображений, похож на интеграл движения, поскольку остаётся практически постоянным при существенных искажениях записываемого на голограмму изображения.

Само же наличие формфактора значительно ограничивает величину достижимой дифракционной эффективности даже для голограмм, записываемых на проявляемые материалы, где сначала формируется скрытое изображение, которое не влияет на изменение фаз интерферирующих в среде пучков. Таким образом, название параграфа 12 работы [28] «Гимн объёмным голограммам» можно считать несколько преждевременным. Следует сделать другой вывод: дальнейшее улучшения дифракционной эффективности объёмных голограмм связано с разработкой согласованных по параметрам комплексов из сред и лазеров для записи голограмм.

Заключение

При разработке новых голографических материалов следует уделять первоочередное внимание проявляемым объёмным фазовым материалам. При этом не следует увлекаться получением рекордных значений динамического диапазона фотоиндуцированного отклика, поскольку на сегодняшний день одним из основных сдерживающих рост дифракционной эффективности голограмм эффектов является формфактор, зависящий одновременно и от свойств голографической среды и от характеристик записываемого голограмму лазерного излучения. Также, следует отметить, что нелинейная зависимость фотоотклика от экспозиции не всегда ограничивает максимально достижимую дифракционную эффективность, а наоборот, иногда за счёт эффекта формфактора её увеличивает.

Наиболее удачными, на наш взгляд, могут оказаться голографические материалы с химическим, термическим, электронным и др. проявлением, когда первичный фотон только индуцирует процесс изменения показателя преломления (диэлектрической постоянной), только создаёт канал, по которому энергия химической реакции, или физического поля многократно увеличивает воздействие на фотосреду (голографический материал), устраняя самовзаимодействие волны и фотоматериала в процессе записи.

Главное, что следует из изучения свойств формфактора голограмм — неправильно рассматривать голографический материал отдельно, изолированно от характеристик записываемого излучения. Разработка новых голографических должна происходить согласованно с разработкой лазеров с модифицированным распределением интенсивности и видности в сечении

пучка, а также оптических схем (в особенности некоторых их элементов), специально доработанных с этой же целью. Таким образом, задача создания высокоэффективных голографических дисплеев, систем памяти и других голографических проектов [29] требует комплексных усилий разработчиков голографического материала, источников излучения и оптических схем записи и восстановления.

Послесловие

Незадолго до окончания работы над настоящей статьёй нам поступило сообщение из Института прикладной физики, Молдова, г. Кишинёв о практическом интересе к изложенным в [19–22] результатам по формфактору. Даже были присланы результаты экспериментов по записи голограмм на ХСП и азополимерах (рис. 18).

Отчётливо виден экспериментально наблюдаемый рост яркости $\eta_m(E)$ и кольца провалов, аналогичные показанным на рис. 8.

Список источников

- [1] Денисюк, Ю. Н. Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // Доклады Академии наук СССР. — 1962 — Том 144. — № 6. — С. 1275–1278.
- [2] Leith, E. N. Reconstructed Wavefronts and Communication Theory / Emmett. Leith, Juris Upatnieks // Journal of the Optical Society of America. — 1962. — Vol. 52. — Issue 10. — P. 1123–1130. — DOI: 10.1364/JOSA.52.001123
- [3] Технические условия ПО «Славич» на голографические материалы / URL: <http://www.slavich.ru/?id=24> (дата обращения: 26.05.2018).
- [4] Кольер, Р. Оптическая голография: монография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин // пер. с англ. — М.: Мир, 1973. — С. 257–258.
- [5] Kogelnik, H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings / H. Kogelnik // The Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. —2909–2947.
- [6] Апрель, Ж. Оптическая голография / Ж. Апрель, А. Арсено, Н. Баласубраманиян и др. // пер. с англ. под ред. Г. Колфилда. — М.: Мир, 1982. — Том 1. — 376 с.
- [7] Шойдин, С. А. Запись голограмм в динамических безрелаксационных средах / С. А. Шойдин, Е. А. Сандер // Опт. и спектроскопия. — 1985. — Том 58. — Вып. 1. — С. 200–202.
- [8] Ninomiya, Y. Recording characteristics of volume holograms / Y. Ninomiya, P. Kaiser, A. R. Tynes, H. W. Astle, A. D. Pearson, W. G. French, R. E. Jaeger // JOSA. — 1973. — Vol. 63. — P. 1119–1124.
- [9] Соскин, С. И. Исследование голографического запоминающего устройства в режиме записи одиночных голограмм / С. И. Соскин, С. А. Шойдин / ОМП. — 1980. — № 11. — С. 3–8.
- [10] Шойдин, С. А. Экспериментальное наблюдение пространственного резонанса спекл-поля с неоднородностями показателя преломления / С. А. Шойдин, В. В. Шкунов, Е. А. Сандер // ЖЭТФ. — 1985. — Вып. 1. — С. 116–119.
- [11] Зельдович, Б. Я. Обращение волнового фронта при вынужденном рассеянии света / Б. Я. Зельдович, Н. Ф. Пилипецкий, В. В. Шкунов // УФН. — 1982. — Том 138. — Вып. 2 — С. 249–288
- [12] Shoydin, S. A. Experimental observation of spatial resonance in speckle field with variable refractive index / S. A. Shoydin, V. V. Shkunov, E. A. Sander // American Institute of Physics / Sov. Phys. JETP. — 1985. — V 61. — № 1. — P. 68–69.
- [13] Суханов, В. И. Разработки ГОИ в области объемных регистрирующих сред для голографии / В. И. Суханов, А. В. Вениаминов, А. И. Рыскин, Н. В. Никоноров // В кн.: Ю. Н. Денисюк — основоположник отечественной голографии: Сб. трудов Всероссийского семинара. — СПб.: СПбГУ ИТМО. — 2007. — С. 262–276.
- [14] Шелковников, В. В. Получение и свойства голографического фотополимерного материала в гибридной золь-гель матрице / В. В. Шелковников, В. В. Русских, Е. В. Васильев, Е. Ф. Пен, В. И. Ковалевский, И. А. Кучин // Оптический журнал. — 2006. — Том 73. — № 7. — С. 65–69.
- [15] Андреева, О. В. Обратимые и необратимые изменения оптических параметров образцов полимерного материала «Диффен», обусловленные воздействием излучения / О. В. Андреева, Б. Г. Манухин, Н. В. Андреева // Тезисы докладов XIV международной конференции HOLOEXPO, Москва, МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. — С. 198–202.
- [16] Шойдин, С. А. Изобразительные голограммы на бихромате желатины // Тезисы докладов XIV международной конференции HOLOEXPO 2017, Москва, МГТУ им. Н. Э. Баумана. — 2017. — С. 198–202.
- [17] Шойдин, С. А. Дифракционная эффективность голограмм, записанных гауссовыми пучками // Интерэкспо Гео-Сибирь — 2015. СибОптика — 2015: сб. материалов междунар. науч. конф. — Новосибирск: Изд-во Сиб. ун-т геосистем и технологий. — 2015. — Том 5. — С. 71–76.
- [18] Shoydin, S. A. Requirements to Lasers and Form Factor of Holograms // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2014. — Vol. 23. — № 4. — P. 287–294. — ISSN 1060-992X.
- [19] Шойдин, С. А. О требованиях к параметрам источника излучения для голографии // Лазеры. Измерения. Информация. 2013: сб. докл. — СПб.: Изд-во СПб. Политехнич. ун-та. — 2013. — Том 1. — С. 94–107.
- [20] Шойдин, С. А. Метод достижения максимальной дифракционной эффективности голограмм на основе оптимизации формфактора // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 4. — С. 501–507.
- [21] Шойдин, С. А. Формфактор голограмм и модификация статистики / Национальная конференция с международным участием // С. А. Шойдин, А. Л. Пазоев, «СибОптика-2018», г. Новосибирск, 23 апреля. — 2018. — В печати.
- [22] Шойдин, С. А. Требования к лазерному излучению и формфактор голограмм // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — № 5. — С. 65–75.
- [23] Волостников, В. Г. Методы анализа и синтеза когерентных световых полей: монография. — М.: ФИЗМАТЛИТ. — 2014. — 256 с.

- [24] **Чеботарёв, Г. Д.** Кинетика активной среды рекомбинационного He-Sr⁺ лазера / Г. Д. Чеботарёв, Е. Л. Латуш, О. О. Пруцаков, А. А. Фесенко // Квантовая электроника. — 2008. — Том 38. — № 4. — С. 299–308.
- [25] **Шойдин, С. А.** Формфактор голограмм сложных изображений / С. А. Шойдин, А. В. Трифанов // Компьютерная оптика. — 2018. — В печати.
- [26] **Шойдин, С. А.** Формфактор голограмм портретных изображений / Национальная конференция с международным участием, «СибОптика-2018», г. Новосибирск, 23 апреля 2018 г. — В печати.
- [27] **Шойдин, С. А.** Влияние нелинейности фотоотклика на дифракционную эффективность голограмм / Национальная конференция с международным участием, «СибОптика-2018», г. Новосибирск, 23 апреля 2018 г. — В печати.
- [28] **Зельдович, Б. Я.** Голограммы спекл-полей / Б. Я. Зельдович, В. В. Шкунов, Т. В. Яковлева // УФН. — 1986. — Том 149. — Вып. 3. — С. 511–549

Formfactor and requirements for holographic materials

S. A. Shoydin

Siberian State University of Geosystems and Technologies, Novosibirsk, Russia

The problems that arise when recording holograms in volumetric media are considered. The main material for the class of materials are selected: non-relaxation dynamic media and media with manifestation. Their advantages and disadvantages are shown. Recommendations based on the analysis of the main regularities of photoresponse formation, including the resonance and form factor, are formulated.

Keywords: Optics, Holography, Holographic material, Formfactor.

13. Метод увеличения глубины резкости изображений плоских транспарантов, восстановленных с помощью синтезированных голограмм

С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Предложен и исследован метод увеличения глубины резкости восстанавливаемых изображений. Метод основан на представлении объектной волны при синтезе голограммы в виде суперпозиции объектных волн, исходящих от двух одинаковых объектов, расположенных на различных расстояниях от плоскости синтеза голограммы. Работа выполнена путем математического моделирования процессов синтеза и восстановления голограммы применительно к случаю синтеза голограмм-проекторов двумерных бинарных объектов для фотолитографии.

Ключевые слова: Глубина резкости, Трехмерная фигура рассеяния, Разность хода, Разность фаз, Векторная сумма, Синтез голограмм.

Цитирование: Корешев, С. Н. Метод увеличения глубины резкости изображений плоских транспарантов, восстановленных с помощью синтезированных голограмм / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, М. А. Фролова // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 55–62.

Введение

Существующая в проекционной фотолитографии тенденция к уменьшению размеров электронных элементов приводит к необходимости увеличения разрешающей способности и полей оптических систем, используемых для фотолитографии. Весьма перспективным в этом плане представляется использование синтезированных с помощью компьютера плоских голограмм-проекторов, позволяющих обойтись без сложных оптических систем [1–3]. Такие голограммы позволяют одновременно формировать относительно большое по площади изображение, свободное от полевых aberrаций. К настоящему моменту хорошо изучены и опубликованы основные особенности синтезированных голограмм [4–6]. Так, известно, что наличие дискретной структуры приводит к необходимости выдерживать определённые соотношения между периодами дискретизации исходного объекта и его голограммы, рабочей длиной волны и углом падения опорного пучка [7, 8]. В то же время, отсутствие реальной физической установки для записи голограмм позволяет в процессе синтеза вносить в расчёт, при необходимости, дополнительные корректировки [9, 10]. Однако использование цифровых технологий при изготовлении голограмм-проекторов до настоящего времени не приводило к каким-либо существенным изменениям глубины резко изображаемого пространства, что вынуждает при реализации фотолитографического процесса обеспечивать очень высокую точность позиционирования пластины, на поверхности которой формируется восстановленное изображение. В настоящей работе приведены результаты выполненного численным методом экспериментального исследования математических моделей процессов синтеза и восстановления голограммы, демонстрирующие возможность применения информационных технологий для управления глубиной резкости восстановленного изображения. В его основу был положен метод увеличения глубины резкости вос-

становленного изображения, основанный на использовании голограммы-проектора, формирующей не одно, а сразу два или более изображений одного и того же объекта, расположенных на некотором небольшом расстоянии друг от друга [11]. Для синтеза такой голограммы следует использовать объектную волну, которая представляла бы собой суперпозицию двух или более объектных волн, формируемых одинаковыми транспарантами-фотошаблонами, расположенными параллельно плоскости голограммы на разных заданных расстояниях от неё (рис. 1). Расстояние между фотошаблонами при этом не должно превышать традиционной для оптики глубины резкости.

Поскольку при синтезе голограммы-проектора дискретный двумерный объект, освещаемый когерентным пучком, падающим перпендикулярно плоскости объекта, можно считать состоящим из светящихся точек, то именно отдельную точку, т. е. пиксель, можно считать минимальным элементом структуры фотошаблона. Обозначим его размер как a_i . Тогда, если рабочую длину волны принять за λ , то величина числовой апертуры излучения, дифрагировавшего на минимальном элементе структуры, будет описываться выражением

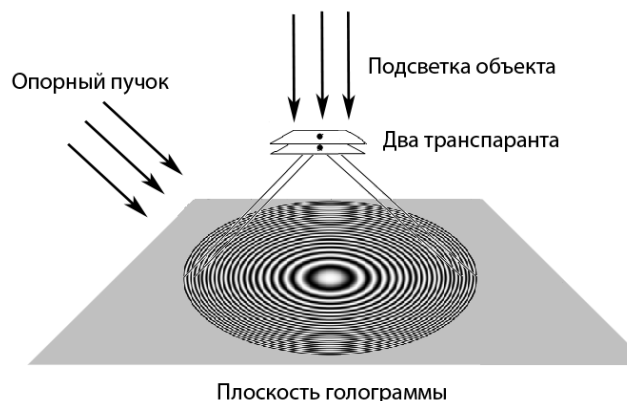


Рис. 1. Схема синтеза голограммы двух параллельных объектов

$$A = n \sin \alpha = \frac{\lambda}{a_i}, \quad (1)$$

где α — апертурный угол дифрагировавшего излучения, n — показатель преломления среды, равный для воздуха $n = 1$. Согласно интерференционной теории формирования изображения, фигура рассеяния в изображении точки имеет сигарообразную форму [12, 13]. Длина «сигары» при этом, в общем случае, ограничена выражением

$$|b| \ll \frac{2n}{A^2}. \quad (2)$$

Толщина фигуры рассеяния соответственно равна диаметру диска Эйри

$$D = \frac{1,22\lambda}{A}. \quad (3)$$

В традиционной оптике обычно глубина резкости оптической системы ограничивается таким сдвигом плоскости регистрации изображения относительно плоскости наилучшей установки, при котором центральный максимум дифракционной картины в изображении точечного объекта начинает сливаться с первым кольцом. Поэтому глубину резкости ограничивают следующей величиной [14].

$$|b| = \pm \frac{n}{2A^2}. \quad (4)$$

Поскольку, как уже было сказано выше, объект фактически представляет собой набор светящихся точек, то, казалось бы, установка при синтезе вместо одного двух шаблонов, располагаемых на расстоянии, не превышающем величины, описываемой выражением (4), должна во всех случаях давать заметное увеличение глубины резкости восстановленного с помощью синтезированной голограммы изображения. Однако результаты численного экспериментального исследования, приведённые в работе [11], в которой был кратко рассмотрен предлагаемый метод увеличения глубины резкости, демонстрируют, что для различных расстояний между плоскостями объектов при синтезе голограммы-проектора значения глубины резкости могут значительно отличаться. Причём в некоторых случаях качество изображения, в целом оказывается даже хуже, чем при восстановлении изображения с помощью голограммы, синтезированной при использовании традиционно представляемого объекта, хотя расстояние между плоскостями находилось в пределах, определённых выражением (4). В связи с этим возникает вопрос выбора наилучшего, с точки зрения качества восстановленного изображения, расстояния между плоскостями, что требует дополнительного исследования процесса синтеза голограмм-проекторов с целью учёта всех факторов, влияющих на глубину резкости восстановленных изображений.

Особенности синтеза голограмм-проекторов и их влияние на глубину резкости восстановленных изображений

Процедура синтеза голограммы, по сути, воспроизводит процессы, происходящие при её физической регистрации. Свет, распространяющийся от точечного источника, в какой-то момент достигает плоскости регистрации голографического поля. При этом результирующая комплексная амплитуда в каждой из точек на плоскости голограммы в целом будет равна сумме значений амплитуд от всех точек объекта, с учётом расстояний между точкой объекта и точкой на голограмме. Для расчётов удобно представить комплексную амплитуду в виде вектора, у которого длина соответствует модулю, а направление — фазе. Суперпозиция комплексных амплитуд тогда будет представляться в виде векторной суммы. Ещё один аспект синтеза относится к соотношению между физическим размером одной точки, как минимального элемента структуры объекта и периода дискретизации голограммы, которая также представляет собой дискретную структуру. Они будут определяться требованиями пространственного разделения дифракционных порядков [7].

Для того, чтобы пучок лучей, исходящий от объекта, был успешно зарегистрирован на голограмме, одновременно с ним на плоскость регистрации должен падать опорный пучок, который будем считать параллельным пучком, причём оба пучка должны быть разделены в пространстве. Если объект представляет собой точку, то угол падения опорного пучка θ , отсчитываемый от нормали, не может быть меньше апертурного угла объектного пучка α . В этом случае минимальный пространственный период записываемой голограммой структуры T_{\min} будет определяться следующим выражением.

$$T_{\min} \leq \frac{\lambda}{2 \sin \alpha}. \quad (5)$$

Из (5) с учётом величины числовой апертуры (1) и теоремы Найквиста [7, 15] можно установить требования, согласно которым размер одного пикселя на плоскости голограммы d_d должен быть как минимум в 2 раза меньше её пространственного периода, и в 4 раза меньше размера пикселя объекта a_i .

$$d_d \leq \frac{T_{\min}}{2} \leq \frac{a_i}{4}. \quad (6)$$

Численное восстановление синтезированной голограммы происходит аналогично и включает те же процессы. Поэтому, в случае, когда объект считается чисто амплитудным и не вносит каких-либо изменений в фазу проходящей через него волны, значение фазы при синтезе считается равным нулю во всех точках, составляющих объект. Следовательно, соответствующие точки в любой плоскости восстановленного изображения также будут синфазны. Причём эта синфазность будет сохраняться вне зависимости от расстояния

между голограммой и объектом. Иначе говоря, в рассматриваемом случае синтезированной голограммы суперпозиции двух объектных волн, порожденных одинаковыми объектами, восстановленные изображения в каждой из плоскостей пространства изображений будут характеризоваться постоянной разностью фаз. Величина этой разности будет полностью определяться длиной волны и расстоянием между плоскостями объектов. Из этого следует, что выбор расстояния между плоскостями объектов влияет на распределение комплексной амплитуды восстановленного изображения, что, в свою очередь, влияет и на распределение интенсивности в восстановленном изображении и, в конечном итоге — на глубину резкости. При этом наиболее качественное изображение, т. е. изображение, допускающее наибольшее число уровней пороговой обработки, должно достигаться в случае полной синфазности объектных волн. Рассмотрим разность фаз объектных волн, т. е. волн, формируемых каждым из объектов, реализуемую на плоскости голограммы при подобной записи и факторы, влияющие на нее.

Итак, пусть голограмма располагается вдоль оси X (рис. 2), где точка O совпадает с центром голограммы, а K и K' — положения двух светящихся точек, порождающих объектные волны, суперпозиция которых регистрируется на плоскости голограммы. Расстояние от точки K' до плоскости голограммы при этом превышает соответствующее расстояние от точки K на некоторую величину Δ .

Если начальное значение фазы в обоих объектах принять равной нулю, суммарный набег фаз в некоторой точке X , лежащей на плоскости голограммы вне оси Z будет зависеть от величин XK , XK' , при этом разница между значениями набега фазы, пришедшими от каждого из объектов, будет определяться расстоянием между ними. Иначе говоря, набег фазы в точке X от объекта K' будет отличаться от набега фазы в той же точке от объекта K на некоторое значение $\delta\varphi$, равное

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{OX^2 + OK^2 + 2OK\Delta + \Delta^2} - \sqrt{OX^2 + OK^2} \right). \quad (7)$$

Раскладывая выражение (7) в ряд Маклорена для квадратного корня [16], получаем

$$\delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \begin{aligned} &\Delta + \frac{\Delta^2}{2OK} - \frac{OX^2\Delta}{2OK^2} - \frac{OX^2\Delta^2}{4OK^3} - \\ &-\frac{\Delta^2}{2OK} - \frac{\Delta^3}{2OK^2} - \frac{\Delta^4}{8OK^3} \end{aligned} \right\}. \quad (8)$$

Особое внимание следует обратить на третье и четвертое слагаемое выражения в фигурных скобках формулы (8). Нетрудно заметить, что при небольших значениях расстояния между объектами Δ основное влияние на конечный результат будет оказывать положение точки на апертуре голограммы, то есть величина OX или апертура. При этом остальные слагаемые выражения (8) в таких условиях стремятся к нулю, поскольку в целях сохранения высокого качества восстанавливаемых изображений, в большинстве случаев Δ

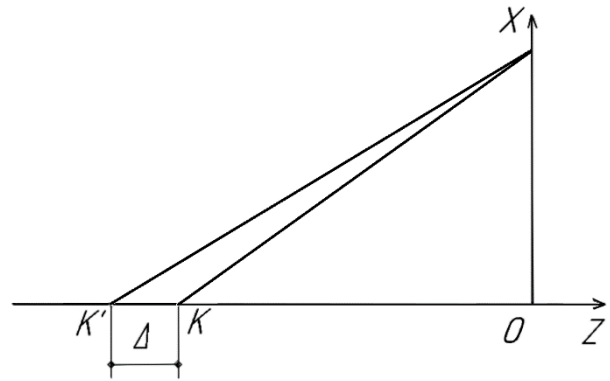


Рис. 2. Синтез голограммы двух точечных источников

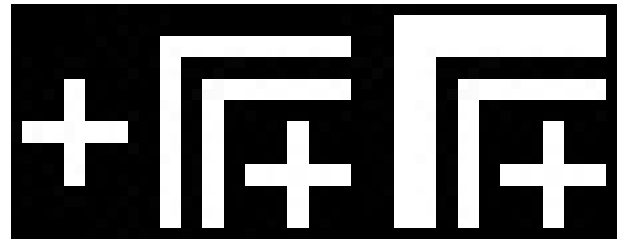


Рис. 3. Объекты «перекрестье», «простые уголки», «широкий уголок»

не превышает значения глубины резкости, определяемого выражением (4) и значительно меньше расстояния OK . Как результат, значение фазы в точке с координатой X на голограмме сильно зависит от значения X .

В то же время, по мере увеличения Δ влияние величины OX постепенно падает и основным фактором, влияющим на распределение фазы в плоскости синтеза голограммы, остаётся расстояние между объектами Δ .

Вторым, не менее значимым, фактором является сама дискретизация. С целью экономии ресурсов при расчётах размер дискретных ячеек плоскости регистрации принимается максимально допустимым при заданном значении размера пикселя объекта, в соответствии с выражением (6). Это приводит к тому, что значение комплексной амплитуды, рассчитанное, по идее, для конкретной точки, фактически устанавливается сразу для всего пикселя, имеющего конечные размеры — величину d_a , которая в два раза меньше пространственного периода голограммы. В результате этого, возникает неопределённость, приводящая к смещению регистрируемого значения фазы и комплексной амплитуды относительно фактического значения для данной точки. Отметим, что смещение на один пространственный период приводит к набегу фазы восстановленного изображения в 2π . Кроме того, вблизи границ пикселей происходит резкая смена значений.

Экспериментальное исследование предложенного метода увеличения глубины резкости

Экспериментальная оценка зависимости глубины резкости восстановленного изображения объекта от расстояния между объектами при синтезе голограммы,

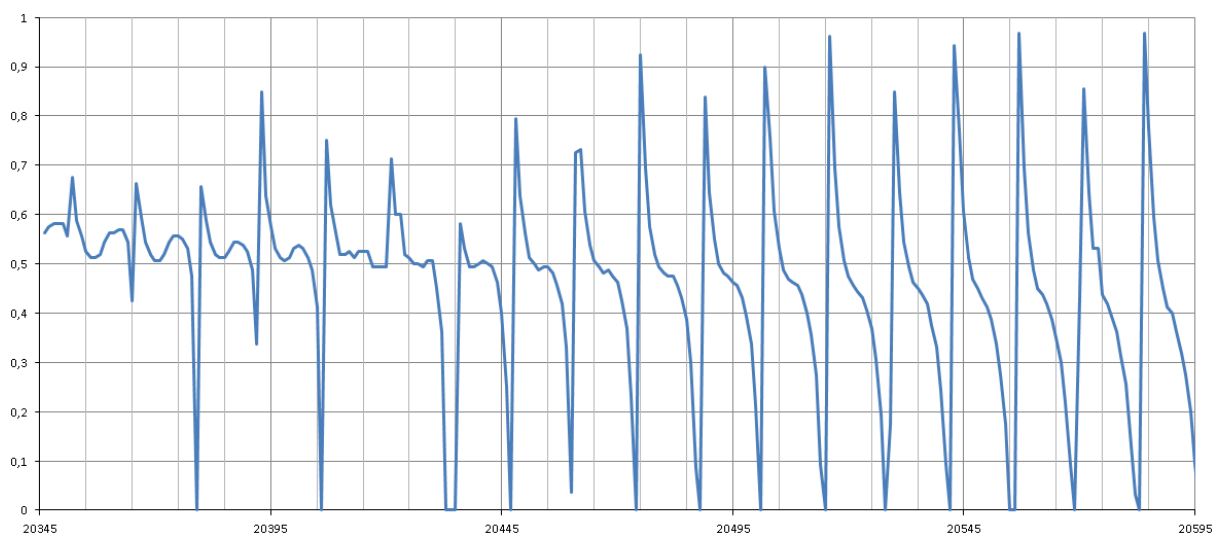
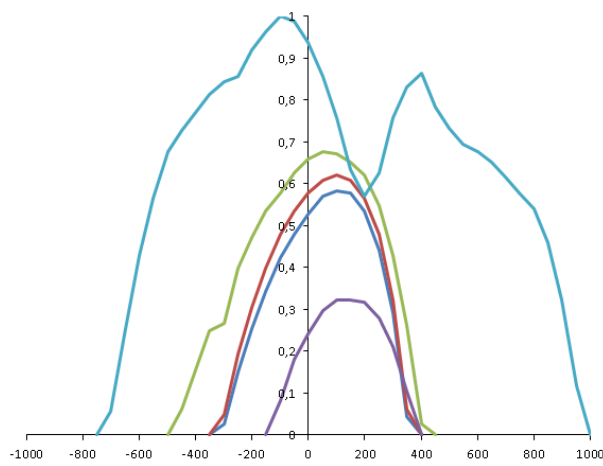


Рис. 4. График зависимости качества изображения объекта «перекрестье», полученного на расчётном расстоянии, от расстояния между объектами

включала в себя синтез голограмм-проекторов нескольких различных объектов (рис. 3). Первый из них представлял собой изображение симметричного перекрестия, состоящего из двух отрезков размерами 1×5 пикселей. Второй объект, названный нами «простые уголки» общим размером 9×9 пикселей состоял из аналогичного перекрестья, к которому были добавлены два отрезка шириной по 1 пикселю, расстояние между которыми также было равно 1 пикселю. У третьего объекта, получившего название «широкий уголок» была увеличена ширина внешнего уголка на 1 пиксель, в результате общие размеры объекта увеличились до 10×10 пикселей.

Параметры синтеза были определены в соответствии с результатами работы [7], таким образом, при размерах пикселя объекта a_t равных 80×80 нм размеры пикселя голограммы d_d составляли 20×20 нм, а расстояние между голограммой и плоскостью ближайшего к ней объекта составляло $R_h = 20\,345$ нм. Вторая плоскость объекта ставилась чуть дальше от голограммы на некотором расстоянии Δ относительно первой, изменяющемся в процессе эксперимента. Рабочая длина волны составляла $\lambda = 13,5$ нм, а угол падения опорного пучка $\alpha = 14,67^\circ$. Глубина резкости восстановленного изображения при указанных параметрах, в соответствии с формулой (4) должна была быть равна $b = \pm 237$ нм.

Для проведения экспериментов использовался специализированный программный комплекс, разработанный в Университете ИТМО и предназначенный для осуществления синтеза и цифрового восстановления голограмм-проекторов [17]. Оценка качества восстановленного изображения производилась с использованием описанного в работе [18] критерия, основанного на подсчёте количества градаций пороговой обработки изображения, при которых оно полностью соответствует исходному объекту.



1 — без установки второй плоскости, 2 — $\Delta = 4$ нм, 3 — $\Delta = 21$ нм, 4 — $\Delta = 195$ нм, 5 — $\Delta = 199$ нм
Рис. 5. График зависимости качества восстановленного изображения объекта «перекрестье» от дефокусировки для различных расстояний между плоскостями объектов при синтезе

На рис. 4 представлен график зависимости числа допустимых уровней пороговой обработки изображения, полученного на расчётном расстоянии R_h , отнесенных к максимальному числу градаций, достигаемому при данных параметрах синтеза и восстановления голограммы, от расстояния между плоскостями двух объектов Δ .

На графике хорошо заметно влияние расстояния между объектами. Пока оно остаётся достаточно небольшим (в пределах нескольких длин волн), качество изображения по мере увеличения расстояния, изменяется достаточно гладко. Исключение составляют отдельные «пики», соответствующие изображениям объекта с более высоким качеством, характерные для расстояний, при которых зарегистрированные объектные волны в процессе синтеза оказываются синфазными. В свою очередь, «провалы» на графике характерны для тех расстояний, на которых объектные

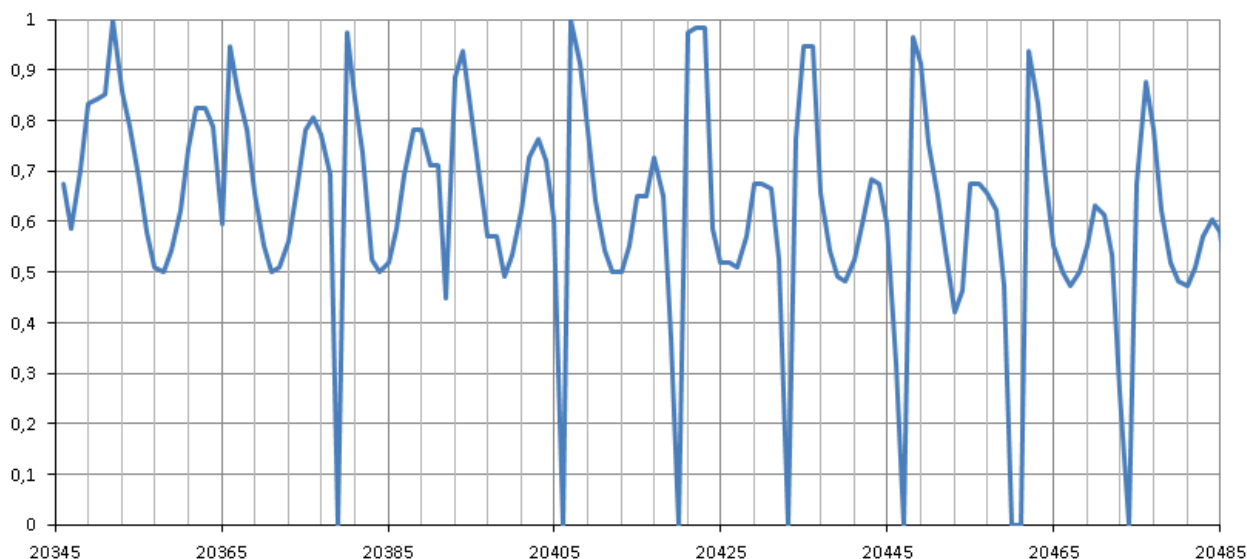


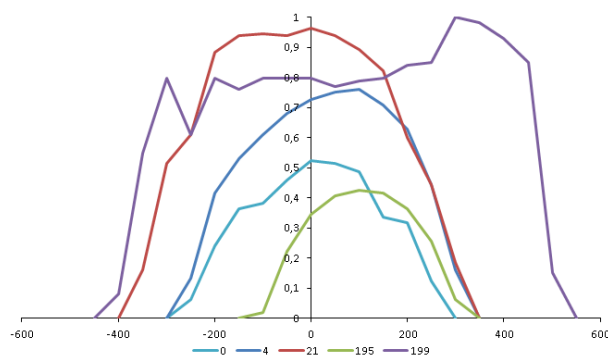
Рис. 6. График зависимости качества изображения объекта «простые уголки», полученного на расчётном расстоянии, от расстояния между объектами

волны оказываются в противофазе. При увеличении расстояния «провалы» становятся глубже — влияние апертуры, смотри выражение (8), уже не может компенсировать нарушение синфазности, в результате чего восстановление качественного изображения с помощью таких голограмм становится практически невозможным. В то же время синфазная запись объектных волн при отсутствии влияния апертуры позволяет значительно улучшить качество изображения. Описанная выше «неопределённость фазы при синтезе голограммы» приводит к появлению резких переходов между соседними «провалом» и «пиком» вследствие резких изменений значений фазы.

Расстояние между соседними пиками соответствует рабочей длине волны λ , таким образом, проверка ряда значений при сдвиге в пределах длины волны, позволяет точно выявить положение пика. При больших значениях расстояния Δ , близких к b , влияние апертуры голограммы практически пропадает — качество изображения, в среднем, заметно ниже, за исключением отдельных «пиков», возникающих при синфазной записи за счёт влияния дискретизации.

Стоит также упомянуть тот факт, что добавление некоторого начального фазового сдвига, не равного 0, ко второй плоскости объекта приводило к сдвигу положений «пиков» и «провалов» вдоль горизонтальной оси. При этом характер картины в целом не меняется в силу эквивалентности распределения фазы в плоскости голограммы и расстояния между плоскостями двух объектов.

Для непосредственной оценки глубины резкости изображений, восстановленных с помощью голограмм, синтезированных при некоторых заданных величинах Δ , был восстановлен ряд изображений на расстояниях, отличающихся от расстояния R_h на значения



1 — без установки второй плоскости, 2 — $\Delta = 4$ нм, 3 — $\Delta = 21$ нм, 4 — $\Delta = 195$ нм, 5 — $\Delta = 199$ нм
Рис. 7. График зависимости качества восстановленного изображения объекта «простые уголки» от дефокусировки для различных расстояний между плоскостями объектов при синтезе

от -1000 до 1000 нм, с шагом 50 нм. Результаты исследования качества изображений, нормированные по максимальному числу градаций, приведены на рис. 5.

Хорошо заметно, что добавление второй плоскости объекта даже на небольшом расстоянии при условии совпадения фазы объектных волн позволяет увеличить как глубину резкости (допустимую величину дефокусировки), так и общее качество изображений (максимальное количество градаций). Наилучшее качество восстановленных изображений достигается при установке второй плоскости объекта на расстояниях, близких к значению предельной величины глубины резкости b . В этом случае глубина резкости изображения увеличивается в 3–4 раза по сравнению с изображением, восстановленным с помощью голограммы, синтезированной при одиночной плоскости объекта.

На рис. 6 представлен график, аналогичный графику на рис. 4, построенный для объекта «простые уголки». Хорошо видно, что общая картина совпа-

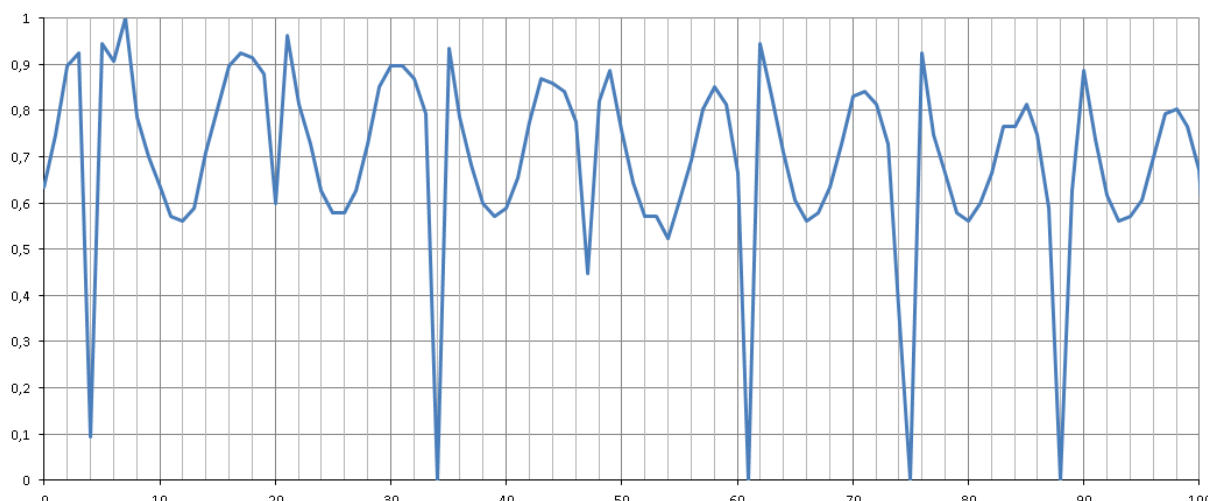


Рис. 8. График зависимости качества изображения объекта «широкий уголок», полученного на расчётном расстоянии, от расстояния между объектами

дает — по мере увеличения расстояния между плоскостями на более-менее ровной картине изменения качества изображения появляются ярко выраженные пиковые и нулевые значения. То же самое заметно и при непосредственной оценке глубины резкости изображений, восстановленных с помощью голограмм, синтезированных при некоторых заданных величинах Δ . Можно говорить о том, что при одинаковых параметрах синтеза характер зависимости качества изображения от расстояния между плоскостями объектов, в целом, не зависит от самого объекта, его размеров и формы. Также следует отметить корреляцию между качеством изображения, полученного на расчётном расстоянии и общей глубиной резкости восстановленного изображения, что можно использовать для оценки. Объект «широкий уголок» отличается от предыдущих наличием отрезков разной ширины. График зависимости качества восстановленного изображения данного

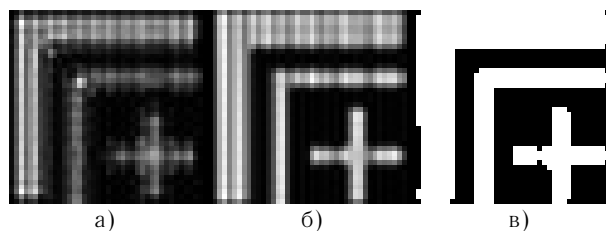


Рис. 9. Изображение объекта «широкий уголок», восстановленное при увеличенном разрешении, с помощью голограмм, синтезированных при наличии расфазировки (а) и синфазной записи объектных волн, до (б) и после (в) пороговой обработки

объекта, полученного на расчётном расстоянии, от расстояния между объектами представлен на рису. 8.

Отметим, что в данном случае при синтезе голограммы объекта, содержащего элементы структуры шириной более 1 пикселя, использован период дискре-

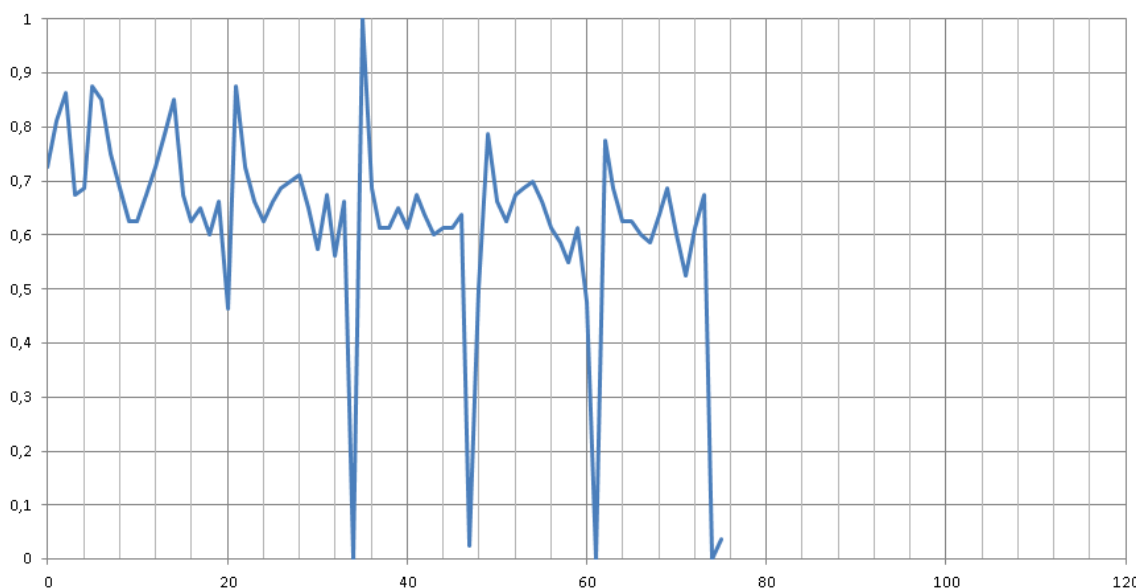


Рис. 10. График зависимости качества изображения объекта «широкий уголок», восстановленного при высоком разрешении на расчётном расстоянии, от расстояния между объектами

тизации объекта, в 4 раза меньший по сравнению с периодом, определенным в соответствии с выражением (6) [19]. Эта особенность обусловлена нарушением требований, предъявляемых к выбору периода дискретизации объекта критерием Рэлея [19, 20]. С целью определения характера влияния периода дискретизации объекта на глубину резкости изображения и описанный выше эксперимент был повторён для случая, когда размер пикселя объекта составляет 20×20 нм, т. е. в 4 раза меньше, чем расчётный и совпадает с размером пикселя голограммы d_d . При этом ширина наиболее тонкого отрезка объекта, то есть его характеристический размер, составляла по-прежнему 80 нм. Остальные параметры синтеза оставались без изменений.

Изображение также восстанавливалось с более высоким, чем в предыдущих экспериментах, разрешением — размер одного пикселя восстановленного изображения составлял те же 20 нм. Заметим, что полное отсутствие нарушений при восстановлении изображения с таким высоким разрешением — скорее исключение, чем правило (рис. 9а и 9б). В связи с этим, качество изображения после пороговой обработки мы условились считать приемлемым в случае, если процент нарушений не превышает 20 % (рис. 9в).

На рис. 10 представлен график зависимости качества изображения объекта «широкий уголок», полученного при восстановлении на расчётном расстоянии изображения с высоким разрешением, с помощью голограммы, синтезированной при более высоком разрешении объекта. На графике по-прежнему выделяются характерные «пики» и «провалы». Таким образом, при сохранении одинаковых параметров синтеза, включая минимальный размер элемента объекта, общий характер зависимости изменяется слабо.

Заключение

Таким образом, можно говорить о том, что предложен способ увеличения глубины резкости восстановленных изображений. Установлен характер зависимости качества изображения объекта, восстановленного с помощью голограммы, синтезированной при использовании двух плоских объектов, от расстояния между объектами. Характер данной зависимости не изменяется при сохранении основных параметров синтеза. В соответствии с этой зависимостью, оптимальное, в плане качества восстановленного изображение, значение расстояния будет определяться синфазностью объектных волн при синтезе и должно быть близким к предельному значению глубины резкости.

Список источников

- [1] **Clube, F.** Holographic microlithography / F. Clube, S. Gray, D. Struchen, J. Tisserand, S. Malfoy, Y. Darbellay // *Opt. Eng.* — 1995. — Vol. 34. — № 9. — P. 2724–2730.
- [2] **Maiden, A.** Nonplanar photolithography with computer-generated holograms / A. Maiden, R. McWilliam, A. Purvis, S. Johnson, G. L. Williams, N. L. Seed, and P. A. Ivey // *Optics Letters*. — 2005. — Vol. 30. — № 11. — P. 1300–1302.
- [3] **Bay, C.** Maskless photolithography via holographic optical projection / C. Bay, N. Hübner, J. Freeman, and T. Wilkinson // *Optics Letters*. — 2010. — Vol. 35. — № 13. — P. 2230–32.
- [4] **Collier, R. J.** Optical holography / R. J. Collier, C. B. Burkhardt, L. H. Lin. — Bell Telephone Laboratories, 1971.
- [5] **Levenson, M. D.** Projection photolithography by wave-front conjugation / M. D. Levenson, K. M. Johnson, V. C. Hanchett, K. Chiang // *J. Opt. Soc. Am.* — 1981. — Vol. 71. — P. 737–743.
- [6] **Martinez-Leon, L.** Single-pixel digital holography with phase-encoded illumination / L. Martinez-Leon P. Clemente, Yutaka Mori, V. Climent, J. Lancis, E. Tajahuerce // *Optics Express*. — 2017. — Vol. 25 (5). — P. 4975–4984.
- [7] **Koreshev, S. N.** Imaging properties of discrete holograms. I. How the discreteness of a hologram affects image reconstruction / S. N. Koreshev, O. V. Nikanorov, D. S. Smorodinov // *Journal of Optical Technology*. — 2014. — Vol. 81. — № 3. — P. 123–127.
- [8] **Zhang, Y.** Elimination of zero-order diffraction in digital off-axis holography / Y. Zhang, Q. Lu, B. Ge // *Optics communications*. — 2004. — Vol. 240. — № 4-6. — P. 261–267.
- [9] **Chen, G.** Numerical suppression of zero-order image in digital holography / G. Chen, C. Lin, M. Kuo, C. Chang // *Optics Express*. — 2007. — Vol. 15. — № 14. — P. 8851–8856.
- [10] **Koreshev, S. N.** Imaging properties of discrete holograms. II. How structural modification of the hologram and a high spatial carrier frequency of the hologram structure that exceeds the Nyquist frequency affects the image reconstruction / S. N. Koreshev, O. V. Nikanorov, D. S. Smorodinov // *Journal of Optical Technology*. — 2014. — Vol. 81. — № 4. — P. 204–208.
- [11] **Koreshev, S. N.** Methods of increasing the resolving power and depth of field of synthesized hologram-projectors / S. N. Koreshev, O. V. Nikanorov, M. A. Frolova, Ya. A. Novitskaya, R. I. Khisamov // *Journal of Optical Technology*. — 2016. — Vol. 83. — № 12. — P. 760–764.
- [12] *La granularite laser (speckle) et ses applications en optique* / M. Francon. — Institut d'Optique et Universite de Paris. — 1978.
- [13] *Principles of optics* / M. Born, E. Wolf. — Oxford, London, Edinburgh, New York, Paris, Frankfurt: Pergamon Press, 1968.
- [14] **Koreshev, S. N.** Synthesizing hologram-projectors for photolithography on nonplanar surfaces / S. N. Koreshev, O. V. Nikanorov, D. S. Smorodinov, A. D. Gromov // *Journal of Optical Technology*. — 2015. — Vol. 82. — № 2. — P. 90–94.
- [15] **Lohmann, A. W.** Variable Fresnel zone pattern / A. W. Lohmann // *Appl. Optics*. — 1967. — Vol. 6. — № 9. — P. 1567–1570.
- [16] *Advanced Engineering Mathematics* / D. M. Greenberg. — Prentice Hall, 1998. — 646 p.

- [17] **Koreshev, S. N.** Method of synthesizing hologram projectors based on breaking down the structure of an object into typical elements, and a software package for implementing it / S. N. Koreshev, O. V. Nikanorov, A. D. Gromov // Journal of Optical Technology. — 2012. — Vol. 79. — № 12. — P. 769–774.
- [18] **Koreshev, S. N.** Reconstruction of synthesized holograms-Fresnel projectors at angles of incidence of reconstructing wave that exceed the angle of incidence of the reference wave in hologram synthesis / S. N. Koreshev, O. V. Nikanorov, V. P. Ratushnyi // Optics and Spectroscopy. — 2011. — Tom III. — № 1. — P. 134–138.
- [19] **Koreshev, S. N.** How the method of representing an object affects the imaging properties of synthesized holograms / S. N. Koreshev, O. V. Nikanorov, D. S. Smorodinov, A. D. Gromov // Journal of Optical Technology. — 2015. — Vol. 82. — № 4. — P. 246–251.
- [20] **Koreshev, S. N.** Effect of object-discretization period on the depth of field of images reconstructed using synthesized Fresnel hologram-projectors / S. N. Koreshev, D. S. Smorodinov, M. A. Frolova // Journal of Optical Technology. — 2017. — Vol. 84. — № 11. — P. 773–776.

A method of increasing the depth-of-field of images of flat discrete transparencies, reconstructed using synthesized holograms

S. N. Koreshev, D. S. Smorodinov, M. A. Frolova

Saint Petersburg National Research University of Information Technology, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

The effect of the hologram-projector synthesis parameters on distributions of complex amplitude in planes of the hologram synthesis and reconstructed image is considered. A method of increasing the depth-of-field of reconstructed images was proposed and investigated. The method is based on the representation of an object wave in the synthesis of a hologram in the form of a superposition of object waves emanating from two identical objects located at different distances from the hologram synthesis plane. The work is carried out by the method of mathematical modelling of the processes of synthesis and reconstruction of a hologram in the context of the case of synthesis of holograms-projectors of two-dimensional binary objects for photolithography.

Keywords: Depth of Field, Three-dimensional scatter figure, Path difference, Phase difference, Vector sum, Hologram synthesis.

14. Импульсная запись коротко- и долгоживущих голографических решеток в кристаллах семейства силленитов

А. Л. Толстик¹, И. Н. Агишев¹, И. Г. Даденков¹, Ю. И. Миксюк², К. А. Саечников²

¹ Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

² Белорусский государственный педагогический университет, Минск, Республика Беларусь

Проанализированы схемы импульсной записи динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах силиката и титаната висмута. Установлены два механизма записи динамических решеток, один из которых определяется локальным изменением характеристик среды при переходе электронов в зону проводимости и последующим заселением ловушечных уровней. Показано, что времена жизни таких динамических решеток существенно зависят от типа кристаллов, их допирования, интенсивности записывающего излучения, предыстории засветки и могут меняться от миллисекунд до секунд. Второй механизм записи основан на диффузионном распределении носителей заряда под действием света с временами релаксации на уровне сотен секунд.

Ключевые слова: Динамические голограммы, Фоторефрактивные кристаллы, Силлениты.

Цитирование: Толстик, А. Л. Импульсная запись коротко- и долгоживущих голографических решеток в кристаллах семейства силленитов / А. Л. Толстик, И. Н. Агишев, И. Г. Даденков, Ю. И. Миксюк, К. А. Саечников // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 63–65.

Одним из существенных преимуществ кубических фоторефрактивных кристаллов семейства силленитов ($\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$) является формирование в них динамических голограмм в реальном масштабе времени. Это определяет их использование в адаптивных интерферометрах, оптических датчиках ассоциативных устройств, цифровой микроскопии, для оптической записи, хранения и обработки информации, усиления оптических изображений и др. Физические процессы записи голограмм в указанных средах основаны на перераспределении зарядов в кристаллах под действием света по многочисленным дефектным центрам, имеющим разнообразную природу возникновения и характеристики. При этом фоторефрактивные кристаллы позволяют работать как с непрерывным, так и с импульсным (нано- и пикосекундным) лазерным излучением [1–5].

В настоящем докладе приведен обзор результатов исследования процессов формирования и релаксации коротко- и долгоживущих голографических решеток в фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов со сложной структурой дефектных центров в условиях импульсного возбуждения.

Запись динамических решеток осуществлялась импульсами второй гармоники излучения лазера на иттрий-алюминиевом гранате (длина волны 532 нм) с длительностью импульса 20 нс. Система зеркал с диэлектрическим напылением формировала близкие по интенсивности сигнальные и опорные волны, которые записывали решетку в выбранном фоторефрактивном кристалле (силикат или титанат висмута). Считывание дифракционной решетки проводилось непрерывным излучением гелий-неонового лазера (длина волны 632,8 нм), которое направлялось на кристалл под углом Брэгга. Система регистрации на основе кремниевый р-и-п-фотодиода и цифрового осциллографа поз-

воляла отслеживать изменения интенсивности дифрагированного пучка и, следовательно, процессы релаксации динамической решетки.

Типичная осциллограмма дифрагированного излучения гелий-неонового лазера при записи голографических решеток в кристаллах силиката висмута приведена на рис. 1. Видно, что дифрагированный пучок имеет максимальную интенсивность практически сразу после прекращения записи голограммы, затем интенсивность пучка спадает до нуля в течение нескольких секунд. При записи решеток в кристаллах титаната висмута подобная зависимость сохраняется, только время жизни решетки уменьшается на один — два порядка (характерные времена составляют десятки и сотни миллисекунд).

Анализ полученных экспериментальных результатов показал, что запись динамических решеток в фоторефрактивных кристаллах реализуется по двум механизмам. В первом случае, который наиболее четко проявляется при записи фоторефрактивных решеток мощ-

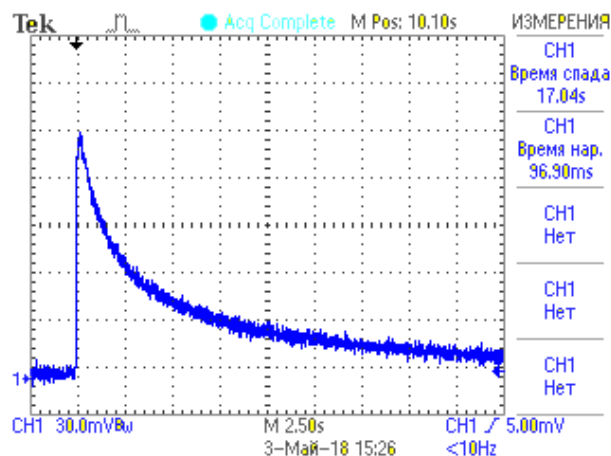


Рис. 1. Типичная осциллограмма дифрагированного излучения при записи динамических решеток в кристалле силиката висмута

ными наносекундными импульсами, имеет место светоиндуцированное изменение коэффициента поглощения, связанное с заселением короткоживущих ловушек в запрещенной зоне кристалла. Дифрагированный пучок имеет максимальную интенсивность сразу после прекращения записи голограммы. Затем интенсивность дифрагированного пучка падает до нуля. Показано, что динамика процесса релаксации фоторефрактивной решетки существенно зависит от типа используемых кристаллов, их легирования и предварительной засветки, при этом времена жизни динамической решетки могут меняться от миллисекунд до секунд. Такие результаты находятся в хорошем согласовании с экспериментальными данными по динамике фотоиндуцированного поглощения, что позволяет сделать вывод о локальном механизме записи дифракционных решеток за счет изменения коэффициента поглощения и показателя преломления вследствие увеличения числа носителей заряда в зоне проводимости и дальнейшей их релаксации по дефектным центрам. Этот вывод подтверждает и сравнение зависимостей, полученных для допированных и недопированных кристаллов. Установлено, что допирование кристалла и связанное с этим увеличение числа примесных центров, существенно (на порядок) увеличивает эффективность дифракции. На амплитуду дифрагированного сигнала также влияет и предыстория засветки, определяющая начальное заселение ловушечных уровней.

Второй механизм записи динамических решеток в фоторефрактивных монокристаллах силиката и титаната висмута являлся классическим и основывается на появлении поля пространственного заряда при диффузионном распределении носителей заряда под дей-

ствием света. Пространственно модулированное электрическое поле приводило к модуляции показателя преломления за счет проявления электрооптической нелинейности (эффект Поккельса). Такой механизм записи фоторефрактивных решеток осуществлялся при использовании как непрерывного лазерного излучения, так и маломощных световых импульсов с частотой повторения 10 Гц. Динамические решетки в данном случае оказываются долгоживущими с временами релаксации на уровне 100–1000 секунд, а эффективность дифракции существенно зависит от ориентации кристалла и поляризации записывающих дифракционную решетку волн.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили определить основные закономерности импульсной записи динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах семейства силленитов. Выделены два механизма записи динамических решеток. Локальный механизм определяется изменением характеристик среды при переходе электронов в зону проводимости и последующим заселением ловушечных уровней. Такой эффект достигался при записи решетки мощными одиночными наносекундными импульсами. При этом времена жизни динамической решетки существенно зависят от типа кристаллов, их допирования, интенсивности записывающего излучения, предыстории засветки и могут меняться от миллисекунд до секунд. Такие результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами по фотоиндуцированному поглощению. Второй механизм записи основан на диффузионном распределении носителей заряда под действием света с временами релаксации на уровне сотен секунд.

Список источников

- [1] **Hermann, J. P.** Nanosecond four-wave mixing and holography in BSO crystals / J. P. Hermann, J. P. Herriau, J. P. Huignard // *Applied Optics*. — 1981. — Vol. 20. — P. 2173–2174.
- [2] **Jones D. C.** Competition between subharmonic and signal beams for photorefractive gain in BSO with two pump beams / D. C. Jones, S. F. Lyuksyutov, L. Solymar // *Applied Physics B*. — 1991. — Vol. 52. — P. 173–175.
- [3] **Partanen, J. P.** Comparison between holographic and transient-photocurrent measurements of electron mobility in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ / J. P. Partanen, P. Nouchi, J. M. C. Jonathan, R. W. Hellwarth // *Physical Review B*. — 1991. — Vol. 44. — P. 1487–1491.
- [4] **Murillo, J. G.** Photorefractive grating dynamics in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ using optical pulses / J. G. Murillo // *Optics Communications*. — 1999. — Vol. 159. — P. 293–300.
- [5] **Stankevich A. V.** Photoinduced absorption in bismuth titanate crystals on nano- and picosecond excitation / A. V. Stankevich, A. L. Tolstik, H. K. Haider // *Technical Physics Letters*. — 2011. — Vol. 37. — P. 746–749.

Pulse recording of short- and long-lived holographic gratings in crystals of the sillenite type

A. L. Tolstik¹, I. N. Agishev¹, I. G. Dadenkov¹, Y. I. Miksiuk², K. A. Saechnikov²

¹ Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus

² Belarusian State Pedagogical University, Minsk, Republic of Belarus

The schemes of pulse recording of dynamic holograms in photorefractive bismuth silicate and bismuth titanate crystals are analyzed. There are two mechanisms for recording dynamic gratings. The first recording mechanism is determined by a local change in the characteristics of the medium during the transition of electrons to the conduction band and subsequent settling of the trap levels. The lifetimes of such dynamic gratings essentially depend on the type of crystals, their doping, the intensity of the recording radiation, the backlight history and can vary from milliseconds to seconds. The second recording mechanism is based on the diffusion distribution of charge carriers under the influence of light with relaxation times at the level of hundreds of seconds.

Keywords: Dynamic holograms, Photorefractive crystals, Sillenites.

15. Электрически управляемая дифракция света на периодических доменных структурах в сегнетоэлектрических кристаллах

С. М. Шандаров¹, Е. Н. Савченков¹, М. В. Бородин¹, А. Е. Мандель¹, А. Р. Ахматханов², В. Я. Шур²

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

² Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

Проведен анализ брэгговской дифракции света на периодических доменных структурах (ПДС) в кристаллах симметрии $3m$ во внешнем электрическом поле. Экспериментально исследованы временные зависимости эффективности дифракции лазерного пучка с длиной волны 655 нм в кристалле $MgO:LiNbO_3$ в синусоидальном поле, при выполнении условий Брэгга для первой и второй пространственных гармоник возмущений необыкновенного показателя преломления, создаваемых ПДС с пространственным периодом 8,79 мкм. Рассмотрена теоретическая модель дифракции, учитывающая наведенные в кристалле возмущения, создаваемые как приложенным электрическим полем, так и упругими и электрическими полями доменных стенок.

Ключевые слова: Электрооптика, Дифракционные оптические элементы, Периодические доменные структуры.

Цитирование: 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.

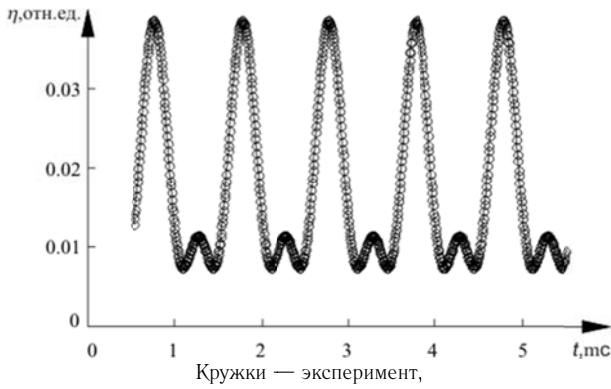
Введение

Изменение направления вектора спонтанной поляризации на противоположное к исходному в сегнетоэлектрических монокристаллах, реализуемое методами доменной инженерии [1, 2], открывает широкие возможности для создания оптических элементов и устройств управления лазерным излучением. Одноосные сегнетоэлектрические кристаллы ниобата и танталата лития, принадлежащие к классу симметрии $3m$, являются популярными материалами для нелинейно-оптических приложений и электрооптической модуляции света, благодаря высоким значениям коэффициентов квадратичной оптической восприимчивости и линейного электрооптического эффекта, соответственно [2, 3]. В этих кристаллах и в оптических волноводах на их основе высококачественные периодические доменные структуры (ПДС) могут быть сформированы методами электрической переполяризации [1–4] и электронно-лучевой записи [4–9]. Периодическое изменение знака электрооптических коэффициентов в ПДС позволяет использовать однородное электрическое поле для создания оптических дефлекторов, переключателей и модуляторов брэгговского типа с низким постоянным [10–12] и импульсным [13] управляющим напряжением. Теоретическая модель дифракции Брэгга на ПДС в кристаллах ниобата лития, индуцированной постоянным электрическим полем, рассматривалась в работе [14] в приближении плоских волн. Однако она не принимала во внимание влияния на дифрагированное световое поле оптических возмущений, создаваемых доменными стенками, вклад которых в него может быть значительным [15–18]. Её использование автором [14] для анализа характеристик оптического переключателя и широкополосного амплитудного модулятора не позволило, в частности, описать наблюдаемый экспериментально сдвиг нуля дифракционной эффективности в область ненулевого напряжения, приложенного к ПДС.

Целью настоящей работы является анализ брэгговской дифракции света в кристаллах класса симметрии $3m$ на ПДС с доменными стенками, параллельными плоскости YZ , во внешнем электрическом поле. Представлены результаты экспериментального исследования брэгговской дифракции света на ПДС такого типа, сформированной в монокристаллическом образце $MgO:LiNbO_3$ методом электрической переполяризации, для синусоидального внешнего поля. В рамках известной модели [19] получены соотношения для временных зависимостей интенсивности дифрагированного света на выходе управляемого устройства, принимающие во внимание возмущения диэлектрического тензора кристалла, как электрически индуцированные в ПДС внешним синусоидальным полем и задающим положение рабочей точки постоянным смещением, так и вносимые доменными стенками.

1. Эксперимент

В экспериментах исследовалась ПДС с пространственным периодом $\Lambda = 8,79$ мкм, сформированная в ООО «Лабфер» электрической переполяризацией в образце $LiNbO_3: 5\% MgO$, имеющем размеры $40 \times 2 \times 1$ мм³ вдоль осей X , Y и Z , соответственно. Переполяризованные области кристалла имели границы (доменные стенки Y -типа), перпендикулярные кристаллографической оси X и полностью соответствующие его поперечному сечению. Синусоидальное напряжение с частотой $f = 1$ кГц и амплитудой U_m от 0 до 136 В прикладывалось к ПДС с помощью металлических электродов, механически прижимаемых к полированным граням образца, перпендикулярным полярной оси Z . Световой пучок от полупроводникового лазера с длиной волны $\lambda = 655$ нм и мощностью 25 мВт, с вектором поляризации, ориентированным вдоль оси Z , фокусировался цилиндрической линзой в середину образца, устанавливаемого на поворотном столике. Угол между осью данного пучка, распространяющегося в



сплошная кривая — аппроксимация в соответствии с формулой (1)
 Рис. 1. Временная зависимость эффективности дифракции Брэгга в приложенном внешнем синусоидальном электрическом поле с частотой $f = 1$ кГц и амплитудой $U_m = 136$ В

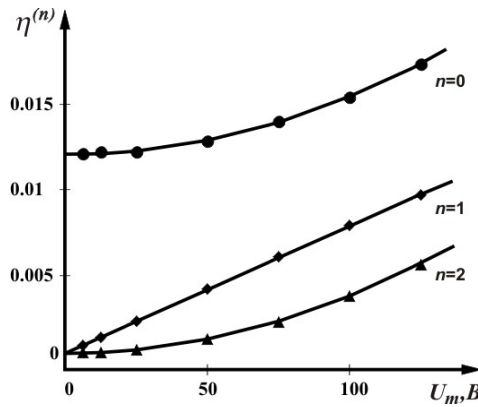
плоскости XU , и кристаллографическим направлением Y , устанавливался равным углу Брэгга для первой ($\theta_B^{(1)}$) или второй пространственной гармоники ($\theta_B^{(2)} = 2\theta_B^{(1)}$) возмущений необыкновенного показателя преломления $\Delta n_{1,2}^e$, создаваемых ПДС. Временная зависимость интенсивности дифрагированного пучка регистрировалась фотодиодным приемником, выходное напряжение которого фиксировалась в цифровом виде осциллографом Tektronix TDS 2012C, для прикладываемого напряжения с амплитудой U_m от 2,5 до 136 В.

Типичная экспериментальная временная зависимость эффективности брэгговской дифракции $\eta(t)$ представлена кружками на рис.1. Следует отметить, что данная зависимость, полученная при частоте 1 кГц и амплитуде $U_m = 136$ В для первой пространственной гармоники (при распространении падающего светового пучка под углом $\theta_B^{(1)}$ к оси Y), существенно отличающаяся от синусоидальной, качественно соответствует временной эволюции мощности дифрагированного на ПДС светового пучка, представленной в работе [14] для электрооптической модуляции с частотой $f = 1$ ГГц при $U_m = 15$ В.

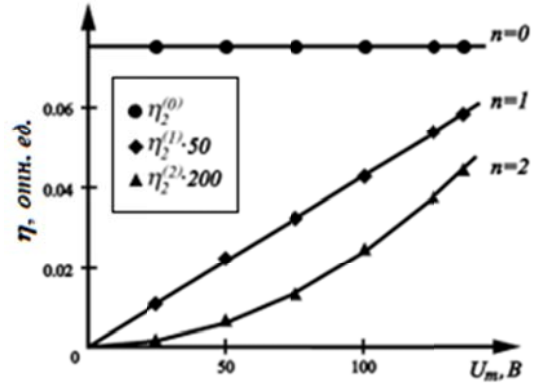
Анализ экспериментальных данных показал, что для используемых условий брэгговского взаимодействия эволюция дифракционной эффективности, не превосходящей 10 %, для первой $\eta_1(t, U_m)$ и второй пространственной гармоники $\eta_2(t, U_m)$, при заданном значении амплитуды модулирующего напряжения U_m , может быть с достаточной точностью представлена в виде

$$\eta_{1,2}(t, U_m) = \eta_{1,2}^{(0)}(U_m) + \eta_{1,2}^{(1)}(U_m) \sin\left[\frac{2\pi}{T}(t + t_0)\right] + \eta_{1,2}^{(2)}(U_m) \sin\left[\frac{4\pi}{T}(t + t_0)\right], \quad (1)$$

где $T = 1/f$ и t_0 — параметр, определяемый начальной фазой $U_m(t)$. Аппроксимация временной эволюции



а) для первой пространственной гармоники



б) для второй пространственной гармоники

Рис. 2. Зависимости амплитуд временных гармоник от напряжения, приложенного к ПДС, для дифракции Брэгга на первой (а) и второй (б) пространственной гармонике создаваемых возмущений

$\eta_{1,2}(t, U_m)$ в соответствии с (1) позволила построить экспериментальные зависимости от U_m для амплитуд Фурье-компонент $\eta_{1,2}^{(n)}(U_m)$ представленные точками на рис. 2а и 2б.

Характерно, что линейную зависимость от U_m на этих рисунках демонстрирует только основная гармоника с частотой f .

2. Теоретическая модель

Для описания экспериментально наблюдаемых при слабой дифракционной эффективности зависимостей амплитуд гармоник модулирующего сигнала от амплитуды приложенного поля (рис. 2) воспользуемся приближенной формулой, следующей из известных соотношений [12, 19]

$$\eta_{1,2}^e \approx \left(\frac{\pi d}{\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right) |\Delta n_{1,2}^e|^2, \quad (2)$$

где d — длина взаимодействия. Комплексная амплитуда создаваемых ПДС возмущений показателя преломления необыкновенной волны $\Delta n_{1,2}^e$ должна учитывать возможность фазового сдвига между дающими в него вклад двумя решетками. Первая из них связана с эффектом Погкельса, наведенным электрическим полем, приложенным к ПДС со знакопеременными в пространстве электрооптическими свойствами, а вто-

рая – с возмущениями, создаваемыми упругими и электрическими полями доменных стенок [15–18]. Используя соотношения, приведенные в [12, 16–18] и учитывая возможность приложения к ПДС, наряду с синусоидальным модулирующим сигналом, также и постоянного напряжения смещения U_0 , представим амплитуды первой и второй пространственной гармоник возмущений в кристаллах симметрии $3m$ в следующем виде.

$$\Delta \dot{n}_{1,2}^e(t) = -\frac{1}{2} n_e^3 \left\{ r_{33} \frac{\dot{F}_{eo}^{(1,2)}}{h\delta} \left[U_0 + U_m \sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right) \right] - \left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right) P_S^2 \dot{F}_{dw}^{(1,2)} \right\}, \quad (3)$$

где r_{33} и R_{33} — электрооптические коэффициенты линейного и квадратичного эффектов кристалла; p_{31} , C_{11}^P и d_{31}^S — его упругооптическая постоянная, модуль упругости при постоянной электрической поляризации и коэффициент электрострикции при постоянных деформациях, соответственно; P_S — модуль вектора спонтанной поляризации, h — толщина кристалла вдоль оси Z ; $\dot{F}_{eo}^{(1,2)}$ и $\dot{F}_{dw}^{(1,2)}$ — амплитуды Фурье для первой («1») и второй («2») пространственных гармоники, создаваемых в ПДС внешним электрическим полем единичной напряженности (eo) и доменными стенками (dw), а параметр $\delta = 1 + \epsilon_3^r h_a / h$, где ϵ_3^r — относительная статическая диэлектрическая проницаемость кристалла, учитывает уменьшение электрического поля в кристалле при наличии некоторого воздушного зазора с эффективной толщиной h_a между его Z -поверхностями и металлическими электродами. Нетрудно показать, что подстановка в формулу (2) комплексной амплитуды $\Delta \dot{n}_{1,2}^e(t)$, определяемой соотношением (3), приводит зависимость $n_{1,2}^e(t, U_m)$ к виду (1). В отсутствие постоянного смещения (при $U_0 = 0$) соответствующие значения постоянной составляющей и амплитуд первой и второй гармоник могут быть записаны в следующем виде.

$$\eta_{1,2}^{(0)}(U_m) = \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 \times \left[\left(R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right)^2 P_S^4 (F_{dw}^{(1,2)})^2 + \frac{(r_{33} F_{eo}^{(1,2)})^2}{2h^2 \delta^2} U_m^2 \right], \quad (4)$$

$$\eta_{1,2}^{(1)}(U_m) = -2 \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 r_{33} \times \left[R_{33} + p_{31} \frac{d_{31}^S}{C_{11}^P} \right] P_S^2 \frac{F_{eo}^{(1,2)} F_{dw}^{(1,2)}}{h\delta} \cos \Delta\varphi_{1,2} U_m, \quad (5)$$

$$\eta_{1,2}^{(2)}(U_m) = - \left(\frac{\pi d n_e^3}{2\lambda \cos \theta_B^{(1,2)}} \right)^2 \frac{(r_{33} F_{eo}^{(1,2)})^2}{2h^2 \delta^2} U_m^2, \quad (6)$$

где введены обозначения $\dot{F}_{eo}^{(1,2)} = F_{eo}^{(1,2)} \exp(i\varphi_{eo}^{(1,2)})$, $\dot{F}_{dw}^{(1,2)} = F_{dw}^{(1,2)} \exp(i\varphi_{dw}^{(1,2)})$ и $\Delta\varphi_{1,2} = \varphi_{eo}^{(1,2)} - \varphi_{dw}^{(1,2)}$.

3. Анализ результатов

Соотношения (4)–(6) применялись для аппроксимации экспериментальных данных зависимостями, показанными сплошными линиями на рис. 2. При подгонке использовались значения длины взаимодействия $d = 2$ мм и толщины кристалла $h = 1$ мм и следующие материальные параметры ниобата лития, соответствующие данным, приведенным, например, в работах [17, 20–23]: $r_{33} = 30,8$ пм/В, $R_{33} = 0,091$ м⁴/Кл², $p_{31} = 0,17$, $d_{31}^S = 0,216 \cdot 10^9$ Н м²/Кл², $C_{11}^P = 2,03 \cdot 10^{11}$ Н/м², $P_S = 0,75$ Кл/м², $n_e = 2,187$. В приближении $\delta = 1$ было получено, что минимальные отклонения от экспериментальных данных для первой пространственной гармоники наблюдались при $F_{eo}^{(1)} = 0,538$, $F_{dw}^{(1)} = 42,9 \cdot 10^{-6}$ и $\Delta\varphi_1 = 65^\circ$, и для второй — при $F_{eo}^{(2)} = 0,1$, $F_{dw}^{(2)} = 1,064 \cdot 10^{-4}$ и $\Delta\varphi_2 = 96^\circ$.

Следует отметить, что для идеальной ПДС с одинаковыми размерами для реполяризованных и исходных областей сегнетоэлектрического кристалла, равными $\Lambda/2$, модули амплитуд пространственных Фурье-гармоник должны удовлетворять соотношениям $F_{eo}^{(1)} = 2/\pi = 0,637$, $F_{dw}^{(1)} = 0$ и $F_{eo}^{(2)} = 0$. Такие различия в указанных характеристиках для исследованной ПДС могут быть связаны с отклонением размера реполяризованных областей от $\Lambda/2$ [17, 18] и с наличием некоторого воздушного зазора между кристаллом и создающими внешнее поле металлическими электродами, когда $\delta > 1$.

Заключение

Таким образом, для электрически управляемых устройств, основанных на брэгговской дифракции света на ПДС в кристаллах симметрии $3m$, характерна нелинейность амплитудной характеристики. Она проявляется в том, что в приложенном синусоидальном электрическом поле с частотой f временная зависимость мощности дифрагированного пучка является суперпозицией постоянной составляющей и гармоник с частотами nf , где $n = 1, 2, 3, \dots$ Для дифракционной эффективности, не превышающей значения $\eta = 0,1$, эта зависимость характеризуется второй гармоникой с амплитудой, квадратично возрастающей с приложенным напряжением. Амплитуда первой гармоники при этом изменяется линейно, однако на скорость её роста оказывает влияние фазовый сдвиг $\Delta\varphi$ между Фурье-компонентами основной гармоники в пространственном разложении возмущений, индуцируемых в ПДС доменными стенками, и электрооптической модуляцией за счет приложенного внешнего поля.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки РФ в рамках проектной части Госзадания на 2017-2019 годы (проект № 3.110.2017/4.6) и РФФИ (грант 16-29-14046-офи_м), с использованием оборудования УЦКП «Современные нанотехнологии» Уральского Федерального университета.

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] **Ferrari, P.** Ferroelectric crystals for photonic applications / Ferrari P., Grilli S., De Natale P. (Eds.) — Berlin–Heidelberg: Springer–Verlag, 2009. — 2014. — 493 p.
- [3] **Toney, J. E.** Lithium niobate photonics / J. E. Toney — Norwood, MA: Artech House, 2015. — 261 p.
- [4] **Volk, T.** Lithium niobate: defects, photorefraction and ferroelectric switching / T. Volk, M. Wöhlecke — Berlin–Heidelberg: Springer-Verlag, 2008. — 247 p.
- [5] **Nutt, A. C. G.** Domain inversion in LiNbO₃ using direct electron-beam writing / A. C. G. Nutt, V. Gopalan, M. C. Gupta // *Appl. Phys. Lett.* — 1992. — Vol. 60. — № 23. — P. 2828–2830.
- [6] **Коханчик, Л. С.** Периодические доменные структуры, сформированные электронным лучом в пластинах LiNbO₃ и планарных волноводах Ti : LiNbO₃ Y-ориентации / Л. С. Коханчик, М. В. Бородин, С. М. Шандаров, Н. И. Буримов, В. В. Щербина, Т. Р. Волк // *ФТТ*. — 2010. — Том 52. — № 8. — С. 1602–1609.
- [7] **Volk, T. R.** Microdomain patterns recorded by an electron beam in He-implanted optical waveguides on X-cut LiNbO₃ crystals / T. R. Volk, L. S. Kokhanchik, R. V. Gainutdinov, Ya. V. Bodnarchuk, S. M. Shandarov, M. V. Borodin, S. D. Lavrov, H. L. Liu, F. J. Chen // *J. Lightwave Technol.* — 2015. — Vol. 33. — № 23. — P. 4761–4766.
- [8] **Volk, T. R.** Domain formation on the nonpolar lithium niobate surfaces under electron-beam irradiation: A review / T. R. Volk, L. S. Kokhanchik, R. V. Gainutdinov, Ya. V. Bodnarchuk, S. D. Lavrov // *J. Adv. Dielect.* — 2018. — Vol. 8. — № 2. — P. 1830001.
- [9] **Shur, V. Ya.** Domain patterning by electron beam of MgO doped lithium niobate covered by resist / V. Ya. Shur, D. S. Chezganov, A. R. Akhmatkhanov, D. K. Kuznetsov // *Appl. Phys. Lett.* — 2015. — Vol. 106. — № 23. — P. 232902.
- [10] **Yamada, M.** Electric-field induced cylindrical lens, switching and deflection devices composed of the inverted domains in LiNbO₃ crystals / M. Yamada, M. Saitoh, H. Ooki // *Appl. Phys. Lett.* — 1996. — Vol. 69. — № 24. — P. 3659.
- [11] **Abernethey, J. A.** Demonstration and optical characteristics of electro-optic Bragg modulators in periodically poled lithium niobate in the near-infrared / J. A. Abernethey, C. B. E. Gawith, R. W. Eason, P. G. R. Smith // *Appl. Phys. Lett.* — 2002. — Vol. 81. — № 14. — P. 2514–2516.
- [12] **Mhaouech, I.** Low drive voltage electro-optic Bragg deflector using a periodically poled lithium niobate planar waveguide / I. Mhaouech, V. Coda, G. Montemezzany, M. Chauvet, L. Guilbert // *Opt. Lett.* — 2016. — Vol. 41. — № 18. — P. 4174–4177.
- [13] **Gnewuch, H.** Nanosecond response of bulk-optical Bragg-diffraction modulator based on periodically poled LiNbO₃ / H. Gnewuch, C. N. Pannel, G. W. Ross, H. Geiger, P. G. R. Smith // *IEEE Photon. Technol. Lett.* — 1998. — Vol. 10. — № 12. — P. 1730–1732.
- [14] **Yamada, M.** Electrically induced Bragg-diffraction grating composed of periodically inverted domains in lithium niobate crystals and its application devices / M. Yamada // *Rev. Sci. Instrum.* — Vol. 71. — № 11. — P. 4010–4016.
- [15] **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.
- [16] **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. Akyibaev, M. V. Borodin, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // *Ferroelectrics*. — 2016. — Vol. 496. — P. 134–142.
- [17] **Shandarov, S. M.** The linear diffraction of light waves on periodically poled domain structure in lithium niobate crystal / S. M. Shandarov, A. E. Mandel, A. V. Andrianova, G. I. Bolshanin, M. V. Borodin, A. Yu. Kim, S. V. Smirnov, A. R. Akhmatkhanov, V. Ya. Shur // *Ferroelectrics*. — 2017. — Vol. 508. — P. 49–57.
- [18] **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 // В книге: Голография. Наука и практика XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: тезисы докладов. Общество с ограниченной ответственностью «Микро и наноголографические системы». — 2017. — С. 203–209.
- [19] **Kogelnik, H.** Coupled wave theory for thick hologram gratings / H. Kogelnik // *Bell Syst. Tech. J.* — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.
- [20] **Scrymgeour, D. A.** Phenomenological theory of a single domain wall in uniaxial trigonal ferroelectrics: Lithium niobate and lithium tantalite / D. A. Scrymgeour, V. Gopalan, A. Itagy, A. Saxena, P. J. Swart // *Physical Review B*. — 2005. — Vol. 71. — P. 184110.
- [21] **Dmitriev, V. G.** Handbook of Nonlinear Optical Crystals / V. G. Dmitriev, G. G. Gurdzanyan, D. N. Nikogosyan — Berlin: Springer-Verlag, 1991. — 413 p.
- [22] **Turner, E. H.** High-frequency electro-optic coefficients of lithium niobate / E. H. Turner // *Appl. Phys. Lett.* — 1966. — Vol. 8. — P. 303–304.
- [23] **Авакянц, Л. П.** Фотоупругость LiNbO₃ / Л. П. Авакянц, Д. Ф. Киселев, Н. Н. Щитов // *ФТТ*. — 1976. — Том 18. — № 6. — С. 1547–1551.

Electrically controllable light diffraction on periodical domain structures in ferroelectric crystals

S. M. Shandarov¹, E. N. Savchenkov¹, M. V. Borodin¹, A. E. Mandel¹, A. R. Akhmatkhanov², V. Y. Shur²

¹ Tomsk State University of Control Systems and Radioelectronics, Tomsk, Russia

² Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

We analyze Bragg diffraction of light waves on the periodical domain structures (PDS) in the crystals of point group $3m$ in an external electric field. The time dependences of diffraction efficiency of light beam with the wavelength of 655 nm in the MgO:LiNbO₃ crystal subjected to a sinusoidal field have been experimentally studied. We investigated these dependences at implementation of Bragg conditions for the first and second spatial harmonics of the perturbations of extraordinary refractive index, which were induced by PDS with the spatial period of 8.79 μm . A theoretical model of diffraction taking into account the perturbations induced in the crystal by an applied electric field as well as by the elastic and electric fields of domain walls is considered.

Keywords: Electro-optics, Diffraction optical elements, Periodical domain structures.

16. Трехмерная лазерная запись на пленках аморфного кремния

А. А. Кутанов, Н. Сыдык уулу, И. А. Снимщиков, В. П. Макаров

Институт физико-технических проблем и материаловедения Национальной академии наук Кыргызской Республики, Бишкек, Кыргызская Республика

Представлены результаты трехмерной лазерной записи изображений на пленках аморфного кремния интерференционного фильтра сфокусированным излучением одномодового полупроводникового лазера с $\lambda = 405$ нм. Отлажена технология нанесения толстых пленок аморфного кремния толщиной 1–2 мкм методом магнетронного нанесения. Прямая лазерная запись проводилась на пленки аморфного кремния при изменении глубины фокуса записи в объеме регистрирующей среды. При локальном воздействии сфокусированным излучением на слой аморфного кремния наносекундными импульсами происходит его переход в кристаллическое состояние. За счет рассеяния света на оптических неоднородностях среды после лазерной записи и различной фазы рассеянных волн визуально можно наблюдать трехмерные сцены. Предложенный способ трехмерной лазерной записи на слое аморфного кремния a-Si привлекателен для создания 3D системы лазерной записи изображений и дот матрикс голограмм.

Ключевые слова: Трехмерная лазерная запись, Пленка аморфного кремния, Blu Ray лазер, Рэлеевское рассеяние, Точечные голограммы, 3D принтер.

Цитирование: Кутанов, А. А. Трехмерная лазерная запись на пленках аморфного кремния / А. А. Кутанов, Н. Сыдык уулу, И. А. Снимщиков, В. П. Макаров // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 71–73.

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]. Один из простых применений дифракционных структур — это антиотражающие покрытия на основе субволновых решеток [3] с периодом около половины длины волны света. 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 наноструктур с помощью лазерного излучения. С помощью разработанного устройства [5] микроструктурирование поверхности осуществляется путем последовательной записи микро решеток, сформиро-

ванных интерференцией двух когерентных сфокусированных лазерных пучков и регистрацией в записывающей среде.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование возможностей трехмерной лазерной записи в объеме толстой пленки аморфного кремния под действием наносекундных импульсов сфокусированного лазерного излучения. Исследование возможностей использования пленок аморфного кремния в качестве трехмерной среды для прямой лазерной записи и создания 3D системы лазерной записи.

1. Интерференционные фильтры со слоем a-Si и прямая запись на них Blu Ray лазером

Получены интерференционные спектральные фильтры на пленках аморфного кремния, структура которых приведена на рис. 1. Толщина пленки аморфного кремния d определяет центральную длину волны полосы пропускания такого фильтра. Интерференционные фильтры на пленках аморфного кремния отражают часть спектра падающего излучения, благодаря явлению многолучевой интерференции в тонких диэлектрических пленках. Исследована прямая лазерная запись

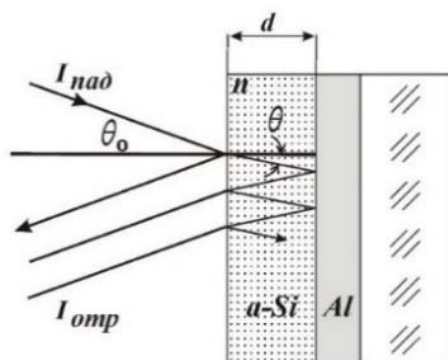


Рис. 1. Структура интерференционного фильтра со слоем a-Si

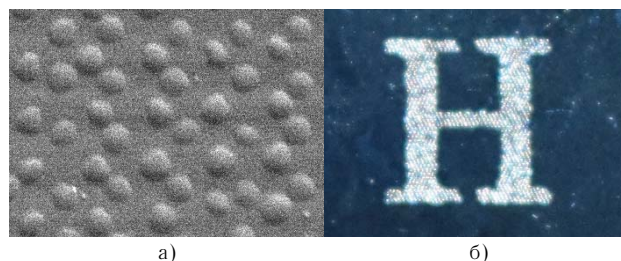


Рис.2. Фотографии изображения записи буквы Н сфокусированным лазерным излучением с $\lambda = 405$ нм на слое a-Si интерференционного фильтра (а) и ее рельефной структуры (б) на a-Si, снятой на электронном сканирующем микроскопе

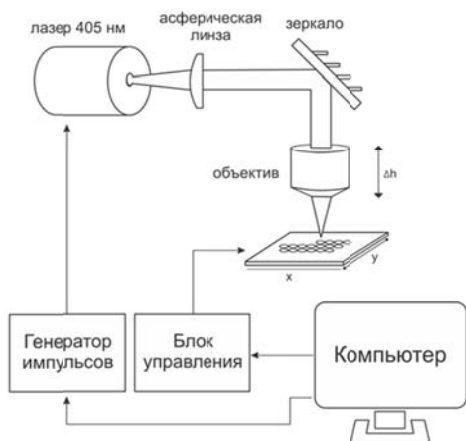


Рис. 3. Схема экспериментальной установки

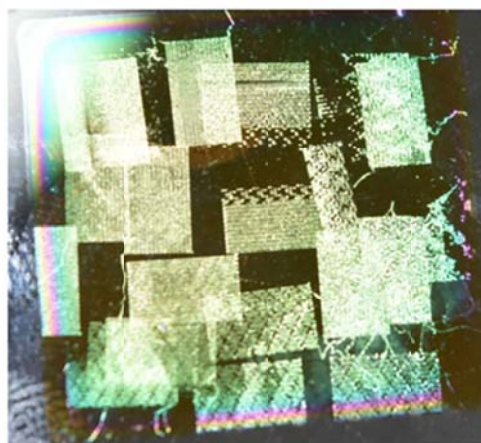


Рис. 4. Фотография 3D изображения записанного на пленке a-Si

на пленки a- кремния лазерным экспонирующим излучением с длиной волны $\lambda = 405$ нм (Blu Ray лазера) [6]. Для исследования прямой лазерной записи полупроводниковым Blu Ray лазером на аморфном кремнии использовался одномодовый Mitsubishi 120 mW лазер. Лазерный луч коллимировался с помощью асферической линзы после лазера, а затем он фокусировался микрообъективом на носитель записи. Длительность лазерных импульсов и их частота контролировалась от компьютера. На рис. 2а приведена фотография записанной с помощью одномодового Blu-Ray лазера на слое a-Si интерференционного фильтра латинской буквы Н специально для конференции HOLOEXPO.

При воздействии сфокусированным лазерным излучением на слой a-Si происходит локальное изменение пропускания и коэффициента преломления среды, формирование рельефа (рис. 2б). Таким образом, в месте воздействия лазерного излучения на слой a-Si интерференционного фильтра происходит нарушение действия многолучевой интерференции и тем самым появляется возможность записи контрастного изображения на фоне цвета фильтра (рис. 2а).

Измерение записанного рельефа на рис. 2б показывает, что при взаимодействии лазерного излучения на пленку аморфного кремния формируется рельеф высотой 30–100 нм. Недостатками использованного для экспериментов полупроводникового лазера являются: зависимость качества лазерного пучка от тока накачки и малая длина когерентности.

2. Эксперименты по трехмерной лазерной записи на пленках аморфного кремния

Эксперименты по трехмерной лазерной записи проводились на пленках аморфного кремния толщиной 1–2 мкм, полученных методом магнетронного нанесения. Для повышения контраста записываемого изображения в отраженном свете проводилась, также, запись на пленки аморфного кремния, нанесенные на тонкий металлический слой, предварительно нанесенный на стеклянную подложку с образованием интерференционного фильтра [4, 6].

На рис. 3 представлена схема экспериментальной установки. Для прямой записи на аморфном кремнии



а) изображение в первом порядке



б) изображение в нулевом порядке

Рис. 5. Фотографии изображения двух букв Н, записанной на поверхности (слева) и в объеме слоя аморфного (справа), и снятых в первом (а) и нулевом (б) порядке отраженного света

использовался одномодовый полупроводниковый лазер с $\lambda = 405$ нм мощностью 120 мВт. Лазерный пучок коллимировался асферической линзой, а затем фокусировался микрообъективом на регистрирующую среду. Глубина фокуса изменялась для записи отдельных фрагментов изображения. Перетяжка формируемого лазерного пучка позволяла сохранять необходимую плотность энергии записи на аморфном кремнии. Компьютер контролировал длительность лазерных импульсов, их частоту, и движение координатного стола. Для прямой лазерной записи использовались пленки аморфного кремния различной толщины ≈ 1 –2 мкм.

При взаимодействии сфокусированного лазерного луча на слой a-Si происходит локальная кристаллизация и формирование рельефной структуры [2, 6]. За счет рассеяния Рэлея на элементах трехмерной лазерной записи, можно визуально наблюдать трехмерное изображение за счет различной фазы рассеянных

волн от фрагментов записи на разной глубине регистрирующей среды (рис. 4) для источника света со сплошным спектром.

Визуально наблюдается одно изображение над другим (рис. 4) для прямой лазерной записи в толстых пленках аморфного кремния. Интенсивность рассеянного света пропорциональна концентрации плотности точечных элементов записи ($\approx N$).

На рис. 5 приведены фотографии изображения буквы Н, записанной на поверхности (слева) и в глубине слоя аморфного (справа), снятых в первом(а) и нулевом (б) порядке отраженного света.

При наблюдении в нулевом порядке отраженного света от поверхности слоя аморфного кремния изображение, записанное в глубине слоя аморфного кремния, становится скрытым. Таким образом, регистрация изображения в глубине слоя аморфного кремния может использоваться в качестве скрытого изображения для применений в области защиты от копирования.

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

Экспериментально показаны возможности использования пленок аморфного кремния в качестве трехмерной среды для оптической лазерной записи. Отлажена технология нанесения толстых пленок аморфного кремния толщиной 1–2 мкм методом магнетронного нанесения. Представлены результаты трехмерной лазерной записи изображений в объеме слоя аморфного кремния. Предложенный способ трехмерной лазерной записи на a-Si привлекателен для создания 3D принтера с записью изображений и дот матрикс голограмм.

Это делает привлекательным использование прямой лазерной записи на аморфном кремнии для приложений, обеспечивающих защиту от копирования. Прямая лазерная запись на слое a-Si интерференционного фильтра одномодовым Blu Ray лазером $\lambda = 405$ нм позволяет получать запись контрастных изображений. Разработанное устройство для записи дифракционных элементов и технология прямой записи на пленках аморфного кремния могут быть использованы для записи 3D изображений, дифракционных и голограммных структур.

Благодарность

Нурбек Сыдык уулу выражает признательность Всемирной Федерации ученых, Лозанна, Швейцария, за предоставление стипендии для молодых ученых на проведение исследований.

Список источников

- [1] **Poleshchuk, A. G.** Microstructuring of Optical Surfaces: Technology and Device for Direct Laser Writing of Diffractive Structures Optoelectronics / A. G. Poleshchuk, A. A. Kutanov et al. // Instrumentation and Data Processing. — 2010. — Vol. 46. — № 2. — 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] **Schopf, R. E.** Antireflective Submicrometer Surface-Relief Gratings for Solar Applications / R. E. Schopf, T. Hultsch, J. Lotz, et al. // Solar Energ. Mater. Solar Cells. — 1998. — № 54 (1). — P. 333–342
- [4] **Kutanov, A. A.** Direct Laser Recording on Amorphous Silicon Film / A. A. Kutanov, I. Snimshikov, N. Sydyk uulu // Physics Procedia. — 2015. — Vol. 73. — P. 82–86.
- [5] **Патент № 007874 Евраз.** Устройство для записи дифракционных элементов / А. Г. Поleshчук, А. А. Кутанов, В. П. Бесмельцев, И. А. Снимщиков. — Опубл. 2017. — Бюл. № 1.
- [6] **Kutanov, A. A.** Interference filter with amorphous silicon layer and direct laser recording on it / A. A. Kutanov, N. Sydyk uulu, I. Snimshikov, Z. M. Kazakbaeva // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 737. — № 1 (012025).

3D Laser recording on amorphous silicon film

A. A. Kutanov, I. A. Snimshikov, N. Sydyk uulu, V. P. Makarov

Institute of Physical and Technical Problems and Material Science, National Academy of Sciences of the Kyrgyz Republic, Bishkek, Kyrgyz Republic

The results of three-dimensional laser recording on the amorphous silicon film of the interference filter by focused radiation of a semiconductor laser with $\lambda = 405$ nm is demonstrated. The technology of depositing thick films of amorphous silicon with a thickness of 1–2 μm by magnetron deposition is debugged. Direct laser recording was carried out to the amorphous silicon film under change of the depth of the recording focus in the recording medium volume. Local amorphous silicon transition to a crystalline state occurs under interaction of focused radiation to a-Si layer with nanosecond pulses. Due to the light scattering on elements induced by direct laser recording on a-Si layer and different phase of the scattered waves, the three-dimensional scenes are well observed visually. This method of 3D laser recording on a-Si is attractive for creating a 3D image and dot hologram printer.

Keywords: 3D laser recording, Amorphous silicon film, Blu Ray laser, Rayleigh scattering, Dot holograms, 3D printer.

II. Технологии защитных голограмм

17. Автоматизированный оптико-электронный комплекс для контроля подлинности и качества защитных голограмм, основанный на фотометрическом и дифракционном методах

В. В. Колючкин, И. К. Цыганов, С. Б. Одинокоев, Н. В. Пирютин, В. Е. Талалаев, В. Д. Чебурканов
 Московский государственный технический университет имени Н. Э. Баумана, Москва, Россия

В настоящее время защитные голограммы широко применяются для защиты от подделки различных документов и удостоверений личности. При этом задача оперативного контроля подлинности и качества защитных голограмм остаётся актуальной. В работе представлен автоматизированный оптико-электронный прибор для контроля подлинности и качества защитных голограмм, реализующий комплексное решение. Прибор позволяет проводить как оперативный предварительный анализ голограмм на основе фотометрического метода анализа изображений, так и углублённую диагностику с измерением параметров микрорельефа на основе дифракционного метода.

Ключевые слова: Защитная голограмма, Дифракционные оптические элементы, Контроль подлинности, Контроль качества, Параметры микрорельефа.

Цитирование: Колючкин, В. В. Автоматизированный оптико-электронный комплекс для контроля подлинности и качества защитных голограмм, основанный на фотометрическом и дифракционном методах / В. В. Колючкин, И. К. Цыганов, С. Б. Одинокоев, Н. В. Пирютин, В. Е. Талалаев, В. Д. Чебурканов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 77–79.

Введение

Одним из наиболее эффективных методов защиты банкнот, документов и различной продукции от подделки, является использование защитных голограмм. Тем не менее, на сегодняшний день одновременно с появлением новых защитных признаков и новых типов голограмм на фотополимерных носителях, массово тиражируемые радужные голограммы продолжают подделываться. Наличие данной проблемы диктует необходимость в использовании приборов для диагностики и аутентификации голографических защитных элементов. Кроме того, предприятия-изготовители защитных голограмм заинтересованы в поддержании стабильности высокого качества выпускаемой продукции. Контроль качества осуществляется на основе экспертных оценок. Поэтому разработка приборов неразрушающего контроля голографических защитных элементов остаётся актуальной на данный момент.

1. Известные методы диагностики защитных голограмм

Существуют визуализаторы-компараторы, предназначенные для диагностики защищённых документов и банкнот по широкому спектру визуальных признаков [1]. Данные приборы позволяют получать высококачественные изображения документов при их подсветке светодиодами в широком диапазоне длин волн. С помощью программного обеспечения приборов проводится сравнение полученных изображений или их отдельных частей с эталонными из имеющейся базы данных. Однако, озвученные устройства не позволяют получить объективной информации о параметрах микрорельефа голограммных и дифракционных оптических элементов (ДОЭ), являющихся составляющими элементами защитных голограмм. Такими параметрами являются угловая ориентация дифракционных

решёток, форма профиля, пространственный период и глубина микрорельефа.

Для определения параметров микрорельефа дифракционных решёток могут быть использованы методы, основанные на прямых или косвенных измерениях. Метод, основанный на прямых измерениях, заключается в регистрации микрорельефа с помощью, например, сканирующего атомно-силового микроскопа [2]. Такой метод позволяет точно измерить трехмерный микрорельеф, но является трудоемким и не позволяет оперативно производить диагностику защитных голограмм.

2. Описание разработанного оптико-электронного прибора для контроля подлинности и качества защитных голограмм

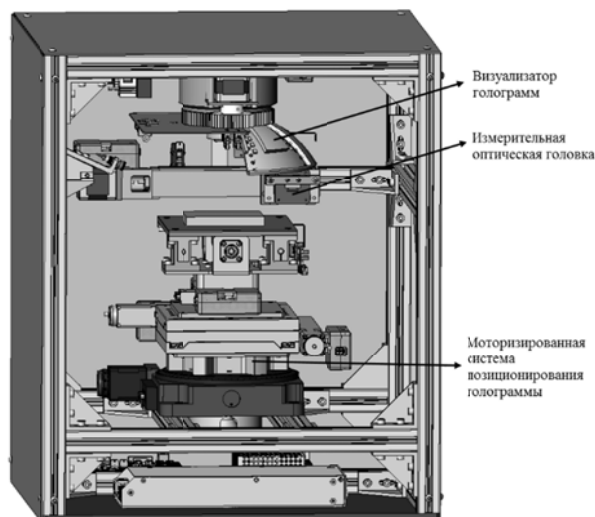
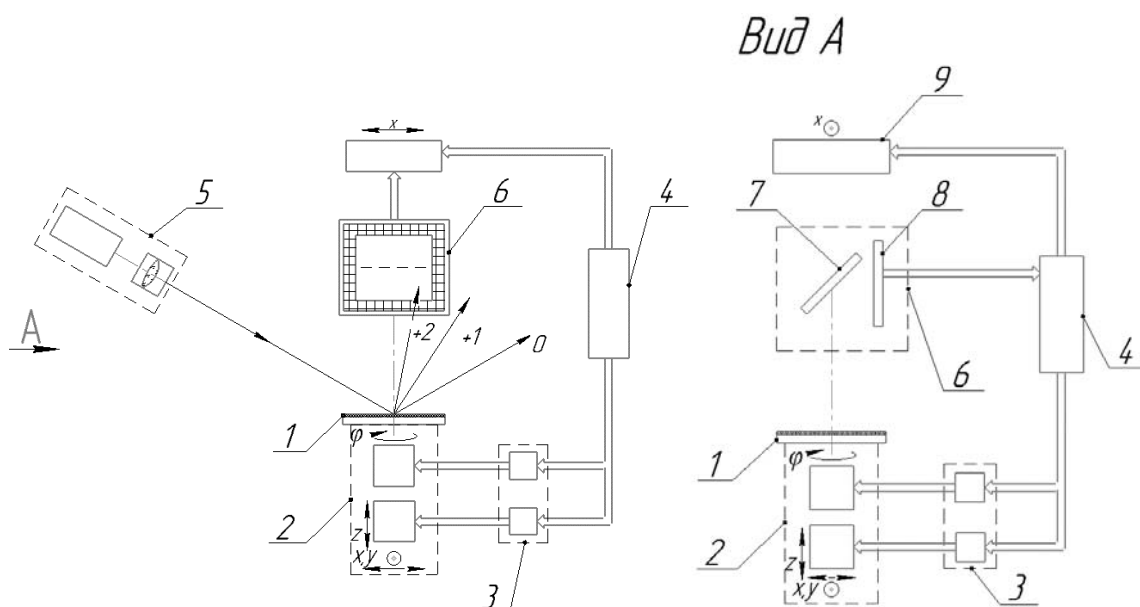


Рис. 1. ОЭП для контроля подлинности и качества защитных голограмм



1 — контролируемая голограмма, 2 — приводы моторизованной системы позиционирования образца голограммы, 3 — контроллеры приводов, 4 — компьютер, 5 — блок полупроводниковых лазеров, 6 — оптическая головка, 7 — плоское зеркало, 8 — КМОП-матрица, 9 — привод оптической головки

Рис. 2. Функциональная схема подсистемы для измерения параметров микрорельефа ДОО

Коллективом авторов публикации разработан макетный образец оптико-электронного прибора (ОЭП) для диагностики голографических защитных элементов, приняв во внимание основные достоинства и недостатки озвученных выше устройств. На рис. 1 приведена трёхмерная модель разработанного автоматизированного оптико-электронного прибора.

Разработанный прибор, сохраняя функционал голографического визуализатора-компаратора, имеет дополнительную оптическую подсистему, с помощью которой реализуется метод косвенного измерения пространственного периода и глубины микрорельефа голографических защитных элементов [3, 4]. Функциональная схема данной подсистемы представлена на рис. 2.

Подсистема работает следующим образом. Контролируемая голограмма 1 располагается на предметном столике, который снабжён четырёхкоординатной моторизованной системой позиционирования 2 с приводами 3. Отдельные выборочные зоны контролируемых защитных голограмм подсвечиваются когерентным оптическим излучением от лазеров 5 под углом к нормали. Излучение дифрагирует на элементарных дифракционных решётках, и дифракционные порядки регистрируются КМОП матрицей 8 оптической головки 6. Для охвата всего диапазона пространственного положения дифракционных порядков производится линейное сканирование КМОП матрицей с помощью специального привода 9. Зеркало 7 используется для удобства конструктивной компоновки прибора.

По зарегистрированным значениям координат и интенсивностей в компьютере 4 вычисляются пространственный период и глубина микрорельефа. Пространственный период вычисляется из геометрических

(тригонометрических) соотношений, используя расстояние между поверхностью голограммы и КМОП-матрицей, а также пространственные координаты дифракционных порядков. Глубина микрорельефа определяется по зарегистрированным значениям интенсивности дифракционных максимумов путём решения обратной задачи дифракции. Метод определения глубины микрорельефа основан на многовариантном анализе зависимости распределения интенсивности дифрагированного излучения от глубины рельефа при известном значении пространственного периода дифракционной структуры.

Работоспособность метода косвенных измерений глубины микрорельефа была апробирована на макетном образце оптико-электронного прибора путём измерений пространственного периода и глубины микрорельефа нескольких областей защитных голограмм. Измерения параметров проводились с использованием атомно-силового микроскопа и макетного образца ОЭП. Отличия результатов измерений глубины микрорельефа составили не более 5 нм, а пространственного периода — не более 3 нм.

Заключение

Основная идеология разработанного автоматизированного оптико-электронного прибора заключается в том, что при диагностике защитных голограмм реализуется комплексный подход. Для оперативной предварительной оценки голограмм безопасности он может использоваться как визуализатор-компаратор. Для углубленной диагностики голограмм предлагается использовать метод, основанный на косвенных измерениях параметров микрорельефа. Однако следует отметить, что для правильной работы метода, основанного на косвенных измерениях, необходимо иметь априор-

ную информацию о форме профиля микрорельефа эталонного образца голограммы. Априорную информацию о форме профиля можно получить с помощью атомно-силового микроскопа.

Благодарности

Работа проведена в МГТУ им. Н. Э. Баумана при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по соглашению № 14.577.21.0223 (ID PRFMЕF157716X0223).

Список источников

- [1] **Телятников, Р.** Исследование и проверка подлинности защитных голограмм / Р. Телятников, И. Шумский, М. Беляцкий, Ю. Карякин // Information Technologies & Knowledge. — 2015. — Vol. 9. — № 1. — P. 72–79.
- [2] **Каминская, Т. П.** Исследование рельефа плёночных дифракционных оптических элементов / Т. П. Каминская, В. В. Попов, А. М. Салецкий // Компьютерная оптика. — 2016. — Том. 40. — № 2. — С. 215–224.
- [3] **Колочкин В. В.** Метод когерентного контроля глубины поверхностного микрорельефа голограммных и дифракционных оптических элементов / В. В. Колочкин, Е. Ю. Злоказов, С. Б. Одинокоев, В. Е. Талалаев, И. К. Цыганов // Компьютерная оптика. — 2015. — Том. 39. — № 4. — С. 515–520.
- [4] **Kolyuchkin, V. V.** Quality inspection of security holograms considering the influence of diffraction grating relief distortions / V. V. Kolyuchkin, S. B. Odinokov, I. K. Tsyganov // SPIE Conference Proceeding, 2017. — Vol. 10233. — P. 1023309.

Automated optical-electronic device for authentication and quality inspection of security holograms based on photometric and diffraction methods

V. V. Kolyuchkin, I. K. Tsyganov, S. B. Odinokov, N. V. Piryutin, V. E. Talalaev, V. D. Cheburkanov
Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

At present time, security holograms are widely used to protect against counterfeiting of various documents and identity cards. However an operational authentication and a quality inspection of security holograms remains an actual task. The paper presents an automated optoelectronic device for authentication and quality control of security holograms, which implements a complex solution. The device allows to carry out both an operative preliminary analysis of holograms based on the photometric method of image analysis, and in-depth diagnostics based on the diffraction method that allows measuring microrelief parameters.

Keywords: Security hologram, Diffraction optical elements, Authentication, Quality inspection, Microrelief parameters.

18. Разработка программных средств контроля качества защитных синтезированных голограмм по данным различных оптических систем измерения

В. П. Бессмельцев¹, Я. А. Киприянов^{1,2}

¹ Институт автоматики и электрометрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

Задача точного контроля качества голограмм как во время производственного процесса, так и для определения контрафактных изделий, являлась и остается актуальной и задачей как для производителей, так и криминалистов. В настоящей работе рассмотрены методы прямого измерения параметров синтезированных дифракционных элементов (синтезированных голограмм) с помощью совместной обработки данных оптической дифрактометрии и оптической микроскопии высокого разрешения, а также сопоставления данных исходными САД-моделями.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Дифракционные оптические элементы.

Цитирование: Бессмельцев, В. П. Разработка программных средств контроля качества защитных синтезированных голограмм по данным различных оптических систем измерения / В. П. Бессмельцев, Я. А. Киприянов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 80–84.

Введение

Основой быстрых методов контроля качества и подлинности синтезированных защитных голограмм (особенно по технологии дот-матрикс) является использование принципа сравнения ряда изображений образцовых изделий и исследуемых, при освещении их световыми лучами под одинаковыми углами к исследуемому изображению. При этом угол освещения обоих объектов должен меняться в широких пределах, но быть одинаковым для образцов [1]. Типичная структура такого автоматизированного устройства приведена на рис. 1. В этом устройстве светодиодные источники LEDs A и B последовательно под разными углами освещают контролируемый документ. Синхронно с переключением угла освещения камера фотографирует изображение или его фрагмент и направляет в процессор обработки vision processor.

Однако недостатком такого подхода является то обстоятельство что данный метод не позволяет получить точные параметры исследуемой голограммы и поэтому невозможно сравнить полученные от такой системы данные с полученными с помощью других технологий и исходным САД проектом.

При проектировании и создании голограмм с помощью дот-матрикс технологий, полная голографическая информация кодируется и записывается в виде элементарных дифракционных матриц микрорешеток — так называемых голопикселей, шаг, форма и размер, профиль и направление которых может быть описан функцией

$$F_{dm}[x, y, st(x, y), d(x, y), S(x, y), \alpha(x, y)],$$

где x, y — координаты голопикселя, $st(x, y)$ — шаг между голопикселями, $d(x, y)$ — период микрорешетки, $S(x, y)$ — функция описывающая форму и размер занимаемую микрорешеткой голопикселя, $\alpha(x, y)$ — угол наклона микрорешетки относительно выбранной оси.

Известно [2], что защитные голограммы могут иметь площадь до $100 \times 100 \text{ мм}^2$, диапазон периодов решеток $d(x, y)$ 0,5–1,5 мкм, точность и воспроизводимость по периоду и направлению соответственно выше 50 нм и 5° , размер $S(x, y)$ голопикселя 5–100 мкм.

Теоретически, конфокальная и интерференционная микроскопия позволяет провести прямое измерение периода, угла наклона и глубины микрорешеток, составляющих структуру защитной синтезированной голограммы. Основным препятствием на пути применения данных методов является относительно низкое быстродействие. Типичное время сканирования зоны размером $100 \times 100 \text{ мкм}^2$ одноканальным конфокальным микроскопом — 2–10 секунд, следовательно, сканирование поверхности размером $10 \times 10 \text{ мм}$ займет не менее 3 часов. Кроме того, оптическая микроскопия высокого разрешения дает хорошие результаты на мастер-матрицах, однако не так эффективна на готовых изделиях, покрытых защитной полимерной пленкой.

В ИАиЭ СО РАН разработаны средства скоростного определения дифракционных характеристик поверхности голограмм на основе мультиугловых осветителей и высокоскоростных (до 500 кадров в секунду) систем обработки оптических данных. Поле зрения у данных систем — несколько миллиметров, при мик-

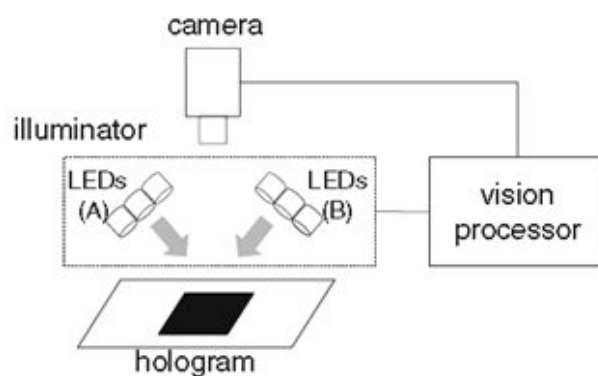


Рис. 1. Структура устройства проверки подлинности

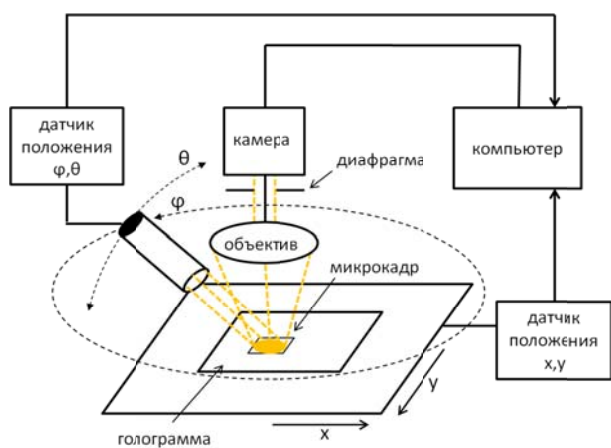


Рис. 2. Структура дифрактометра

ронном пространственном разрешении. Разработанные нами программные средства позволяют с высокой скоростью измерить параметры голопикселей в поле зрения объектива (кадр данных), получить данные обо всей голограмме точно состыковывая кадры, и сравнить полученные синтезированные изображения и измеренные характеристики с проектом, по которому изготавливалась голограмма с данными полученными другими измерительными приборами.

Средства и методы измерения на основе углового дифрактометра

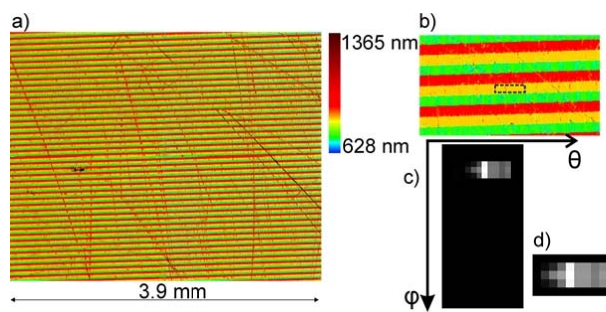
Данные о периоде дифракционных элементов и угле поворота относительно выбранной базовой линии могут быть получены с помощью сканирующих дифрактометров.

Разработанный в ИАиЭ СО РАН дифрактометр содержит: источник излучения, обеспечивающий строго коллимированное одночастотное освещение микрокадра голограммы, скоростную камеру, синхронизированную с источником излучения, автоматическую подвижку на которой установлена исследуемая голограмма и программные средства обработки полученных микрокадров (рис. 2).

Источник освещения может перемещаться вокруг исследуемой голограммы под углами $0-360^\circ$ по азимуту и $0-90^\circ$ по вертикали. Дифрагированный свет собирается объективом и, пройдя диафрагму, попадает на фотоматрицу камеры. Изображение микрозоны в координатах управляемого стола и данные об угловом положении осветителя синхронизируются с каждым кадром камеры.

Обозначим через φ азимутальный угол (угол поворота), а через θ — зенитный угол (угол наклона) между осветителем и оптической осью объектива. В результате мы получаем набор изображений (карт интенсивности), где каждому изображению I_{ij} микрозоны с координатами XY_{ij} в наборе соответствует определенная пара углов $\{\varphi_i, \theta_j\}$, $i = 1, \dots, N_\varphi$,

$j = 1, \dots, N_\theta$. Здесь N_φ и N_θ — количество всевозможных азимутальных и зенитных углов между освети-



a — карта периода (цвет кодирует период решетки);
b — увеличенная зона на карте периода, черный прямоугольник показывает область, для которой вычисляется $\varphi-\theta$ отклик;
c — полученный $\varphi-\theta$ отклик, большая яркость показывает, что суммарный отклик при заданных расположениях осветителей больше; d — вырезанная $\varphi-\theta$ маска ($\theta = 30^\circ$, $\varphi = 30^\circ$) из $\varphi-\theta$ отклика

Рис. 3. Получение $\varphi-\theta$ масок усредненного отклика дифрактометра на тестовое изображение

телем и оптической осью объектива. В наших экспериментах типичное значение $N_\theta = 15$, $N_\varphi = 60$, таким образом, общее количество изображений: $N_\theta \times N_\varphi = 900$. По изображениям в наборе, каждой точке результирующего изображения, согласно вычислительному алгоритму (описание самих алгоритмов будет дано ниже), присваиваются значения: угол поворота φ и угол наклона θ . Пользуясь формулой дифракции на отражающей решетке, учитывая только первый порядок дифракционного максимума, период d решетки определяем как $d = \lambda / \sin(\theta)$, где λ — длина волны осветителя.

Мы использовали несколько методов для нахождения φ , θ и провели их сравнительный анализ. Первый метод основан на непосредственном поиске максимума интенсивности. Для каждого пиксела (x, y) изображения осуществляется следующая процедура. Среди всех изображений I_{ij} в наборе определяется то, в котором зафиксированное значение интенсивности максимально в данной точке (x, y) , после чего по таблице определяются соответствующие значения $\varphi(x, y)$, $\theta(x, y)$. Возможны различные модификации данного метода, например, когда $\varphi(x, y)$, $\theta(x, y)$ находятся с использованием среднего арифметического взвешенного.

Второй метод определения φ , θ основан на методе кросс-корреляции. Перед применением алгоритма осуществляется «калибровка» на тестовом объекте. В качестве тестового объекта мы использовали голограмму, состоящую из трех дифракционных решеток с одним и тем же углом поворота и различными периодами: 689 нм, 818 нм и 931 нм. Сканируя данную голограмму с помощью алгоритма поиска максимума, указанного выше, мы получаем карту периода голограммы (рис. 3a). На полученной карте мы выделяем зону, содержащую близкие значения периода решетки (рис. 3b) и затем определяем среднее значение интенсивности по данной зоне при различных углах засветки

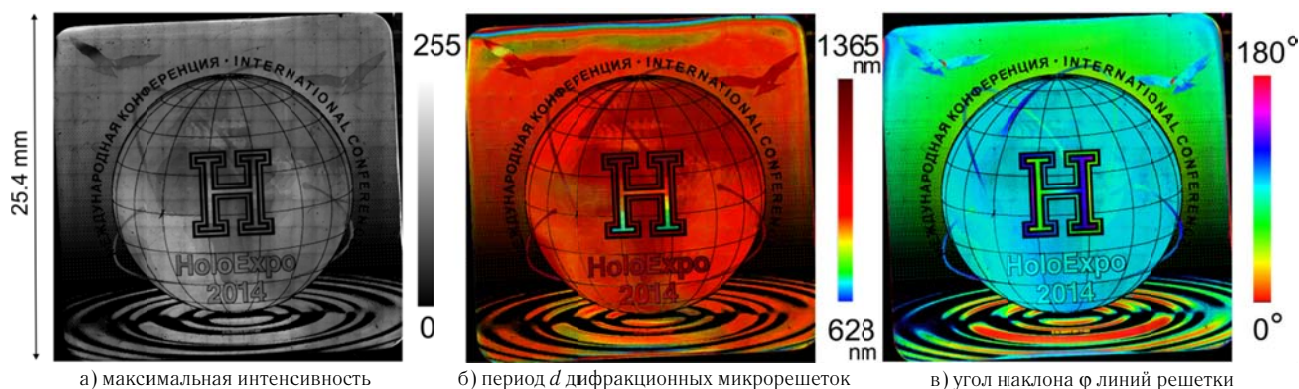


Рис. 4. Голограмма HOLOEXPO, данные

φ , θ , используя исходный набор карт интенсивности. Полученная зависимость между интенсивностью и углами засветки, которую мы для удобства назовем « φ – θ отклик», представлена в виде изображения и показана на рис. 3с. Далее, на φ – θ отклике выделяется характерная зона с центром в расположении средневзвешенного значения интенсивности (рис. 3д), который мы назовем « φ – θ маска» и обозначим I_m . Экспериментально было установлено, что при изменении периода и угла поворота решетки меняется положение средневзвешенного значения интенсивности, однако форма φ – θ маски меняется незначительно. Это дает возможность использовать одну и ту же φ – θ маску I_m для различных углов поворота и периодов решеток.

После того как насчитана φ – θ маска, можно применять непосредственно метод кросс-корреляции: для каждого положения (x, y) вычисляется соответствующий φ – θ отклик I_r и рассчитываются значения взаимной нормализованной корреляции $R(\theta, \varphi)$ изображений I_r и I_m по формуле

$$R(\theta, \varphi) = \frac{\sum_{\theta', \varphi'} [I_r(\theta', \varphi') - \mu_r] [I_m(\theta + \theta', \varphi + \varphi') - \mu_m]}{\sqrt{\sum_{\theta', \varphi'} [I_r(\theta', \varphi') - \mu_r]^2 \sum_{\theta', \varphi'} [I_m(\theta + \theta', \varphi + \varphi') - \mu_m]^2}}, \quad (1)$$

где μ_r и μ_m — средние значения яркостей изображений I_r и I_m , соответственно. Углы $\varphi(x, y)$, $\theta(x, y)$ определяются как такие углы, на которых достигается максимум функции R .

Сравнивая работу указанных методов на тестовых объектах, мы пришли к выводу, что наилучшие результаты дает метод кросс-корреляции. Несмотря на относительно большую вычислительную сложность данного метода, было принято решение использовать на практике именно его, в силу следующих его достоинств:

– Корректнее обрабатывается ситуация, когда в изображение φ – θ отклика попадают вторые (третьи) дифракционные максимумы голограммы.

– Есть возможность расширить диапазон чувствительности прибора по периоду.

Для уменьшения времени работы вычислительного алгоритма были предложены следующие решения:

– Уменьшение зоны для расчета кросс-корреляции (использовать не весь φ – θ отклик, размером $N_\varphi \times N_\theta$ отсчетов, а лишь его часть, в окрестности максимума по интенсивности).

– Применение порогового подхода (например, производить вычисление нормализованной взаимной корреляции только в случае, если количество точек на изображении φ – θ отклика с яркостью выше 0 превышает заданный порог; прекращать расчеты, если максимальное значение взаимной корреляции меньше заданного порога и т. д.).

– Распараллеливание алгоритма с помощью технологии OpenMP (в нашей системе использовалось 56 вычислительных ядер).

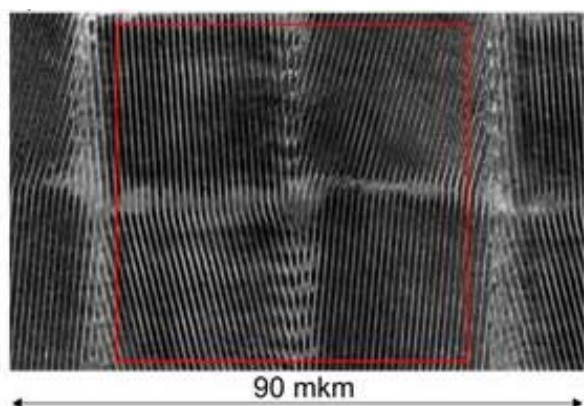
– Уменьшение времени обращения к памяти за счёт предварительного кэширования данных.

Комплекс разработанных решений позволяет проводить сканирование и обработку данных в реальном времени при скоростях регистрации $\approx 0,5$ – 1 мм²/сек (частота работы видекамеры до 506 к/с). Время сканирования области 100×100 мм² с дискретизацией по углам 6° при хорошей эффективности голограммы и возможности её регистрации на частоте 506 к/с — 3 часа.

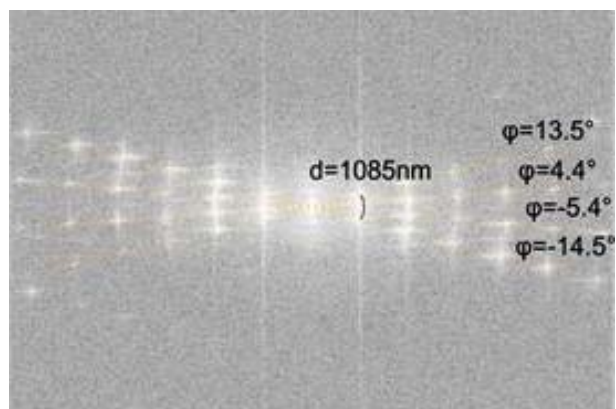
На рис. 4 показан результат сканирования голограммы с помощью дифрактометра, с использованием метода кросс-корреляции. Полное изображение голограммы состоит из «сшитых» между собой микрокадров размером $\approx 1,9 \times 1,5$ мм² при разрешении камеры 1280×1024 (дискретность $\approx 1,4$ мкм).

Проверка корректности работы измерительной системы

Для проверки корректности работы алгоритмов обработки данных дифрактометра ИАиЭ СО РАН использовалась измерительная система высокого разрешения на основе оптической головки конфокального микроскопа Sensofar S Neox. Для автоматического определения направления и периода голопикселей был разработан программный модуль анализа изображе-

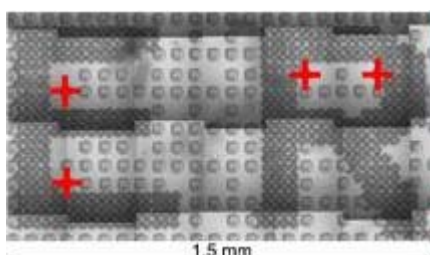


а) Изображение интенсивности. Выделена зона, по которой строится Фурье-спектр (видны 4 решетки с разными значениями угла поворота).

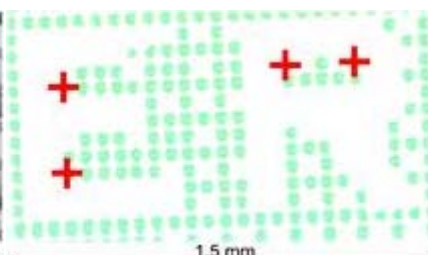


б) Изображение Фурье-спектра. Каждому пику на изображении соответствует пара значений $\{\varphi, d\}$ угла поворота и периода соответственно. По критерию максимальной интенсивности определяется значение периода и направления решетки

Рис. 5. Определение периода и направление решеток по Фурье-спектру



а) данные полученные с помощью микроскопа Sensofar-50x изображение «сшитое» из нескольких снимков

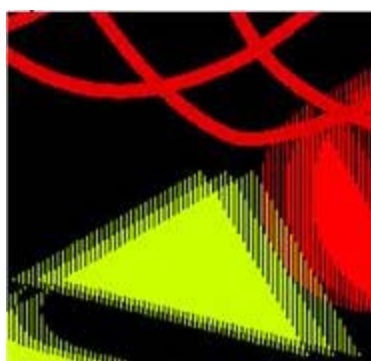


б) данные, полученные с помощью дифрактометра по углу поворота голограмм

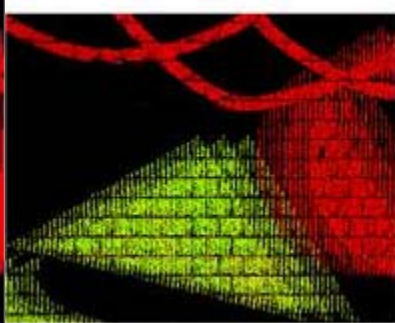


в) результат совмещения по опорным точкам (красные кресты)

Рис. 6. Совмещение данных измерений дифрактометра и с оптического конфокального микроскопа



а) модель



б) результат измерения



в) совмещение (результат измерений переведен в оттенки серого)

Рис. 7. Совмещение CAD-модели с результатом измерения (цветная шкала — период микрорешетки голопикселя)

ний посредством вычисления Фурье-спектра. Принцип работы данного модуля показан на рис. 5. Исследования показали, что статистическое определение периода с помощью данного подхода возможно с погрешностью менее 10 нм, угла поворота с погрешностью менее 0,5°.

На рис. 6 изображены данные, полученные с помощью микроскопа Sensofar S Neox, дифрактометра и результат совмещения по опорным точкам (за основу алгоритма совмещения взят метод, рассмотренный в работе [2]). Видно хорошее соответствие между позициями голопикселей на обоих типах данных. Различие

между этими данными по углу поворота голограммы: 1°, по периоду решетки: 15 нм.

На рис. 7 показан результат совмещения данных проекта голограммы (CAD) по периоду и результата измерения с помощью дифрактометра. Для приведенных изображений отклонение по периоду не превышает 50 нм в областях дифракционных элементов, однако присутствуют несоответствия, касающиеся геометрических характеристик объектов, что на наш взгляд связано с ошибками записывающего устройства (например, ошибками позиционирования записывающей системы).

Заключение

Разработано программное обеспечение, позволяющее автоматизировать определение и визуализацию параметров дифракционных элементов (светимость, направление, период) по данным измерений на оптических микроскопах, дифрактометрах и других системах.

Реализованы программные средства для автоматизированного сравнения данных измерений, полученных от различных приборов, а также сопоставления результатов с данными САД-проектов.

Список источников

- [1] **Kwon, H. J.** Automated optical inspection for holograms with mixed patterns / H. J. Kwon, T. H. Park // The International Journal of Advanced Manufacturing Technology. — 2011. — Vol. 54. — № 1–4. — P. 215–221.
- [2] **Одиноков, С. Б.** Методы и оптикоэлектронные приборы для автоматического контроля подлинности защитных голограмм.
- [3] **Kabsch, W.** A solution for the best rotation to relate two sets of vectors // Acta Crystallographica Section A: Crystal Physics, Diffraction, Theoretical and General Crystallography. — 1976. — Vol. 32. — № 5. — P. 922–923.

Software development for quality control of protective synthesized holograms according to various optical measurement systems

V. P. Bessmeltsev¹, Y. A. Kipriyanov^{1,2}

¹ Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia

The task of precise quality control of holograms both during the production process and for the determination of counterfeit products has been and remains an urgent task both for production workers and forensic scientists. In this paper, we consider methods for direct measurement of the parameters of synthesized diffraction elements (synthesized holograms) by means of joint processing of optical diffractometry data and high-resolution optical microscopy, and also by comparing the data with the original CAD models.

Keywords: Optics, Holography, Diffraction optical elements.

19. Оптоэлектронный анализ пространственного спектра Фурье для контроля подлинности защитных голограмм

Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский
ФГУП «НТЦ «Атлас», Москва, Россия

Рассмотрена возможность использования аналогового преобразования Фурье для аппаратного контроля подлинности защитных голограмм.

Ключевые слова: голография, контроль подлинности, преобразование Фурье, оптическая система.

Цитирование: Кайтуков, Ч. Б. Оптоэлектронный анализ пространственного спектра Фурье для контроля подлинности защитных голограмм / Ч. Б. Кайтуков, А. В. Яновский // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 85–87.

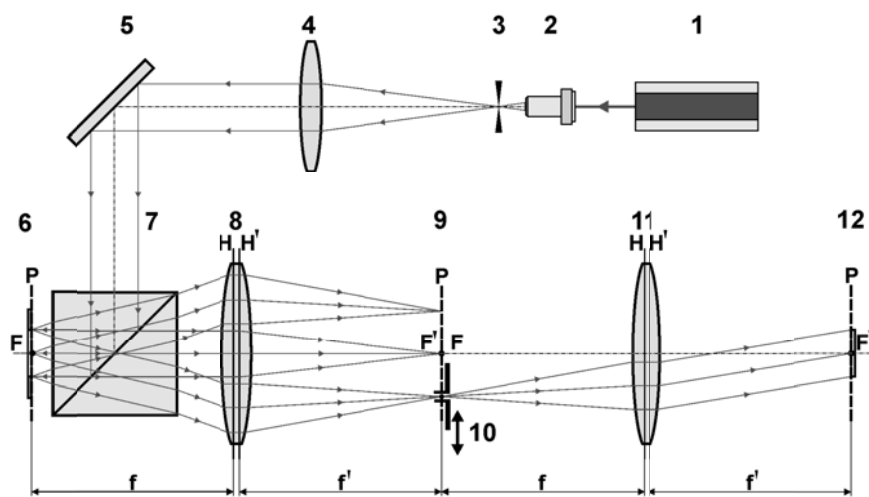
Приборный контроль защитных голограмм широко применяется для ускорения и упрощения процедуры проверки подлинности документов сотрудниками различных ведомств. Существующие приборы используют некоторые свойства и признаки голограмм для их анализа и сравнения с эталонными образцами. Приборы, анализирующие спектральные характеристики различных областей голограмм в зависимости от углов освещения и наблюдения, не обладают достаточным быстродействием и, в настоящее время, являются в большей степени средствами экспертного, но не оперативного контроля. Связанно это с тем, что для проведения достоверного анализа необходимо получить большое количество изображений голограммы с различными углами освещения и наблюдения. А в случае если голограмма используется в прозрачном ламинационном слое, который закрывает документ, возникают дополнительные трудности из-за различий в фоновых изображениях участков документа, находящихся непосредственно под голограммой.

Возможным путём преодоления указанных сложностей может служить использование аналогового преобразования Фурье. В настоящей работе представлены результаты разработки метода аппаратного контроля подлинности, в котором производится сравнение

Фурье-образов эталонного и проверяемого образцов голограмм.

Основу голограммы составляют дифракционные решетки, которые заполняют определенные области голограммы. Если осветить голограмму целиком и произвести преобразование Фурье отражённого света, то получится картина, состоящая из набора пространственных частот дифракционных решёток присутствующих в голограмме. Визуально Фурье-образ представляет собой набор пар светлых точек, расположенных симметрично относительно центрального максимума или нулевого порядка дифракции. Интенсивность сфокусированных максимумов в картине соответствует дифракционной эффективности и площади поверхности, которую занимает на голограмме соответствующая дифракционная решётка.

Для объяснения принципа работы оптической схемы и обработки полученных изображений ограничимся случаем, когда в голограмме присутствуют только дифракционные решетки симметричного профиля с диапазоном периодов от 0,8 до 1,3 мкм. Также идентификация подлинности голограмм описываемым методом не включает анализ недифракционных элементов и мелких деталей, таких как микротексты и мик-



1 — лазер; 2 — микрообъектив; 3 — микродиафрагма; 4 — коллимационная линза; 5 — зеркало; 6 — голограмма; 7 — светоделительный кубик; 8, 11 — линза; 9, 12 — экран; 10 — подвижная диафрагма

Рис. 1. Оптическая схема анализатора пространственного спектра Фурье

роизображения. Развитие данного метода позволит организовать работу с такими элементами, а в дальнейшем, защитные голограммы смогут включать в себя элементы, специально разработанные и предназначенные для данного метода контроля.

Оптическая схема (рис. 1) начинается с устройства для закрепления голограммы *б* в плоскости перпендикулярной оптической оси схемы, затем располагается делительный кубик *7*, который со стороны освещается коллимированным, монохроматическим, когерентным пучком света. Отражаясь от границы раздела кубика, свет падает перпендикулярно на голограмму. Отраженный от голограммы свет распространяется вдоль оптической оси схемы, а дифрагированный в ± 1 порядки — под углами к оптической оси через светоделительный кубик. За светоделительным кубиком расположена линза *8*, которая реализует преобразование Фурье. На фокусном расстоянии от линзы расположен экран *9*, с закреплённой на нём ирисовой диафрагмой. Экран установлен на координатном столе, что позволяет перемещать отверстие диафрагмы в плоскости Фурье-образа.

Изображение Фурье-образа освещенного участка голограммы регистрируются на цифровой фотоаппарат. Таким образом, общая картина всех сфокусированных максимумов отраженного света регистрируется в плоскости размещения первого экрана *9* для дальнейшего анализа. Программное обеспечение позволяет находить координаты сфокусированных максимумов в Фурье плоскости. Количество пар максимумов на экране, исключая нулевой порядок, соответствует количеству дифракционных решёток присутствующих на освещённом участке голограммы, которые различаются периодом и/или углом поворота в плоскости. Определив координаты максимумов можно рассчитать параметры дифракционных решёток. Расстояние между порядками дифракции, симметричными относительно максимума нулевого порядка, связано с периодом соответствующей дифракционной решётки следующим соотношением.

$$d = \frac{\lambda}{\sin\left(\arctg\frac{2f}{D}\right)}$$

где d — период дифракционной решётки, λ — длина волны, f — расстояние от линзы до экрана (фокусное расстояние линзы), D — расстояние между дифракционными максимумами $+1$ и -1 порядков. Угол между линией соединяющей максимумы ± 1 порядков и, например, горизонтальной линией, равняется углу поворота дифракционной решётки в плоскости голограммы $\pm 90^\circ$. Полученный таким образом набор параметров сравнивается с эталонным набором данных.

Примечательно, что для проверки подлинности голограммы, на этом этапе анализа можно обойтись без предварительного исследования эталона. Вполне достаточно информации о составе набора дифракцион-

ных решёток, которая может быть предоставлена производителем голограмм в текстовом виде. Из матрицы координат максимумов вычисляются периоды и углы поворота дифракционных решёток проверяемой голограммы, как было описано выше, а сравнение осуществляется между таблицей параметров переданной производителем голограммы и таблицей полученной в результате обработки данных тестируемого образца.

На следующем этапе исследования предлагается сравнивать интенсивности дифракционных максимумов в Фурье образах соответствующих дифракционных решёток эталона и проверяемого образца. Фотометрические данные в этом случае также получают обработкой цифровых изображений с экрана *9*. Интенсивности максимумов нормируются по максимумам нулевых порядков. Отношение интенсивностей света, сфокусированного в плоскости наблюдения от разных элементов дизайна голограммы, является её уникальным свойством. В данном случае для сравнения полученных значений с эталонными требуется предварительное документирование подлинного образца. Алгоритм работы программы обработки на этом этапе основан на поиске максимума функции корреляции при повороте вокруг нулевых порядков Фурье-образов тестового и эталонного образцов.

Неидеальные условия эксплуатации и наблюдения голограммы вносят в схему оптический шум. Картина «шумов» присутствующих в Фурье образе зависит от наличия загрязнений или повреждений в области голограммы, а также свой вклад вносит фоновое изображение документа в случае прозрачной основы. Серия экспериментов по анализу Фурье образов различных голограмм показывает, что основной вклад вносят особенности установок оригинации голограмм. Из рассмотренных и широко распространённых установок оригинации это: оптическая скамья, дот-матрикс либо электронно-лучевой литограф. Результат анализа картины этих шумов так же является признаком идентификации подлинности голограммы.

Для подробного исследования одного порядка из спектра, свет от него пропускается через диафрагму *10*, при этом все остальные порядки, включая нулевой, останавливаются непрозрачным экраном. За экраном располагается линза *11*, которая делает обратное преобразование Фурье и восстанавливает на дальнем экране *12*, находящемся в фокальной плоскости этой линзы, изображение областей голограммы заполненных только одной дифракционной решёткой, соответствующей данному дифракционному максимуму. Это изображение также регистрируется на цифровой фотоаппарат для документирования и дальнейшей проверки на соответствие дизайну эталонного образца.

Заключение

Представлен метод аппаратного контроля подлинности защитных голограмм с использованием Фурье преобразования. Применение описанного метода позволит значительно сократить время аппарат-

ного контроля подлинности голограммы с более высокой достоверностью результата по сравнению со спектральными методами анализа.

Optoelectronic analysis of spatial Fourier spectrum for authentication of security holograms

C. B. Kayukov, A. V. Yanovsky
FSUE "STC "Atlas", Moscow, Russia

Opportunity of use Fourier analog transformation consider for the automatic control of authenticity of security holograms.

Keywords: Holography, Control of authenticity, Fourier transformation, Optical system.

20. Полутоновой проекционный оптический литограф

А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин

ООО «Джеймс Ривер Бранч», Москва, Россия

Представлены некоторые расчеты и результаты тестирования прототипа оптического полутонowego литографа, для записи голограмм «нулевого порядка» и трекограмм. Реализовано сканирование поверхности светочувствительного слоя проекцией изображения пространственного модулятора света при непрерывном движении.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Литограф.

Цитирование: Смык, А. Ф. Полутоновой проекционный оптический литограф / А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 88–89.

Оптические литографы различных типов широко применяются для формирования рельефов в микроэлектронике, оптике и других областях [1]. Обычно они бывают одного из двух типов: степперы (stepper) и сканеры. В основе работы степперов лежат последовательные операции переноса топологии с шаблона на светочувствительный слой в акте единичного экспонирования шаблона через проекционный объектив. При этом происходит уменьшение изображения, и строго контролируются процессы совмещения меток на пластине и соответствующих меток на шаблоне. Экспонирование осуществляется по команде микропроцессора после шагового перемещения координатного стола. Часто в режиме степпера используются проекционные системы записи голограмм дот-матрикс [2]. Основная проблема таких систем — невысокая скорость записи, не превышающая $5 \text{ см}^2/\text{час}$.

Сканеры работают в режиме постоянного быстрого сканирования малым световым пятном или при постоянном перемещении светочувствительной пластины и модуляции интенсивности в пятне. Сканеры более универсальны, но их разрешение ограничено размером сканирующего пятна, а размер зоны записи — полем зрения сканирующей системы.

Стоимость таких устройств высока, время работы значительно, размеры экспонируемых площадей ограничены. Существует, однако, достаточно широкий класс специальных рельефов, в частности, голографических, где не требуется универсальности. К их числу можно отнести голограммы «нулевого порядка» и трекограммы [2]. Рельефы этих голограмм имеют ряд особенностей и могут создаваться более простыми устройствами. Полосы в таких голограммах выглядят как сплошные непрерывные кривые, часто замкнутые, с гладким фиксированным или плавно меняющимся профилем.

В докладе представлены некоторые расчеты и результаты тестирования прототипа оптического полутонowego литографа, предназначенного для записи голограмм «нулевого порядка» и трекограмм, в котором сканирование поверхности светочувствительного слоя осуществляется проекцией изображения пространственного модулятора света при ее постоянном движении. Линейная скорость движения фрейма по поверхности светочувствительного материала поддерживается постоянной, а компенсация различия в экспозиции на криволинейных участках траектории осуществляется изменением выводимого на пространственный модулятор изображения.



Рис. 1. Участок спиральной линзы Френеля (а) и форма сканирующего фрейма вблизи центра (б) в том же масштабе

На рис. 1 слева представлено фото участка линзы Френеля, записанной при постоянной линейной скорости и спиральной траектории движения фрейма, а справа — изображение, выводимое на ЖК недалеко от центра линзы.

С увеличением радиуса кривизны траектории форма «кисти» становится трапециевидальной, а на периферии линзы — приближается к прямоугольной.

Достигнутая скорость записи с 20 мВт лазером — 5 мм/сек, что в пересчете на площадь составляет 36 см²/час. При этом размер поля записи ограничен только размером регистрирующей среды, требования к точности фокусировки существенно более слабые, чем у универсальных степперов или сканеров.

Список источников

- [1] **Bruning, J. H.** Optical lithography thirty years and three orders of magnitude: the evolution of optical lithography tools // *Microolithography'97*. International Society for Optics and Photonics. — P. 14–27. — DOI:10.1117/12.275983.
- [2] **Смык, А. Ф.** Асимметричные профили в поверхностно-рельефных голограммах / А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин // *Мир техники кино*. — Москва. — 2018. — № 1 (12). — С. 23–30.

Optical lithograph with framed spot

A. F. Smyk, A. V. Shurygin
James River Branch, Moscow, Russia

Some calculations and results of testing the prototype of an optical halftone lithograph are presented, for recording holograms of “zero order” and trelograms. The surface of the photosensitive layer scanning is realized.

Keywords: Optics, Holography, Lithograph.

21. Диффракционные структуры поверхностного рельефа для массового производства прозрачных голографических экранов

С. Захаровас, Р. Баканас, А. Никольский
Geola Digital uab, Вильнюс, Литва

Прозрачные экраны уже применяются в автомобильной промышленности для проецирования информации важной для водителей. Большинство таких экранов изготавливаются голографическими методами, с использованием фотополимеров в качестве регистрирующей среды. В результате стоимость производства таких экранов является высокой, что, в свою очередь вызывает применение таких экранов только в автомобилях высшего ценового диапазона. В результате нового подхода к решению проблемы, прозрачный голографический экран был изготовлен как прозрачный поверхностный рельеф на прозрачной подложке, обладающий свойством направлять проецируемое на него цветное изображение в угол обзора достаточный для его восприятия водителем автомобиля, и, в то же время, не мешающий ему воспринимать происходящее за экраном. Экран был напечатан на пилотном Оригинаторе Геолы Blue Phoenix DIWO-6 на фоторезисте как поверхностный рельеф воспроизводящий ахроматическую голограмму плоского экрана. Голограмма была записана разработанным Геолой методом Прямой Записи Голограмм. В статье объяснен метод производства мастер-голограммы прозрачного голографического экрана пригодной для тиражирования методом тиснения.

Ключевые слова: Автомобильная промышленность, Прозрачный экран, Голографический оптический элемент, Оригинация тисненых голограмм, Ахроматическая голограмма.

Цитирование: Захаровас, С. Диффракционные структуры поверхностного рельефа для массового производства прозрачных голографических экранов / С. Захаровас, Р. Баканас, А. Никольский // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 90–96.

Diffraction surface relief structure for the see-through screens mass replication

S. Zacharovas, R. Bakanas, A. Nikolskij
Geola Digital Ltd., Vilnius, Lithuania

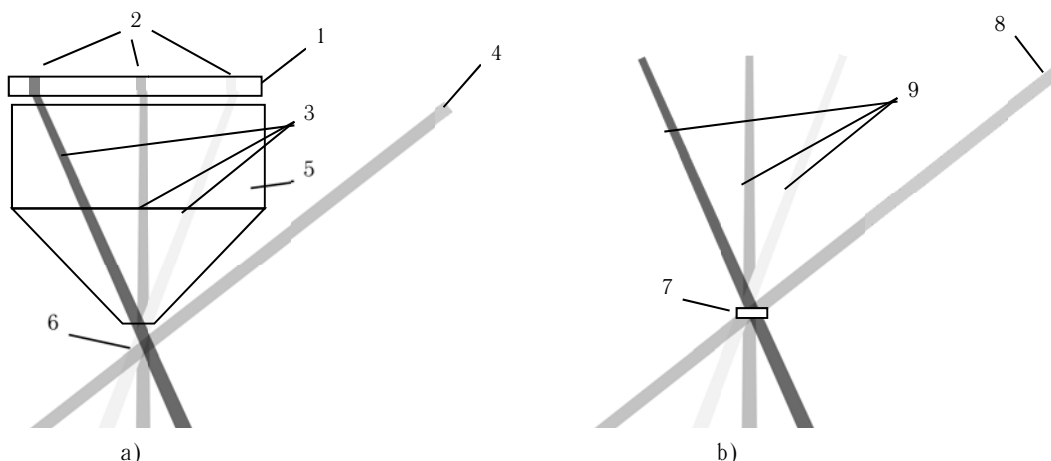
The automotive industry is already using see-through screens to project onto them various information important to the drivers. Majority of such screens are manufactured holographically, employing photopolymers as a medium. As a result, the costs to produce said screens are rather high which limits their applications to higher priced cars only. A novel approach to produce such a screen as surface relief hologram was used and the holographic optical element behaving as see-through screen with viewing angle covering the driver's seat was manufactured. The screen was printed with Geola's Blue Phoenix DIWO-6 pilot hologram originator on photoresist as achromatic surface relief hologram employing direct hologram write method. Article explains said direct hologram write method and the diffractive see-through surface relief production. Such surface relief then can be mass-replicated by embossed holography means.

Keywords: Automotive industry, See-through screen, Holographic optical element, Embossed hologram origination, Achromatic hologram.

Introduction

There are several approaches to produce see-through displays for car drivers. Some of them employ holographic methods to produce screens diffracting visual information towards desired direction [1, 2], others employ transparent LCD displays, or even transparent medium embedded with nanoparticles that selectively scatter light at the projected wavelength and on which monochromatic images are projected [3]. See-through screens which are mass-produced employing holographic light directing methods are produced using photopolymers as photosensitive media. Photopolymers perform well in this domain, but photopolymeric mediums itself have rather higher price tags and production of see-through screens with those photomaterials requires their exposure with laser radiation as well as pre- or post- exposures with non-coherent visible or UV light; sometimes also additional heating is required after photopolymer exposure [4].

Photopolymer layer on photopolymeric medium is usually protected with polyester film, which shall be removed before the exposure — that makes hologram recording process on this medium more complicated than that on conventional Silver Halide photomaterials. Nevertheless holograms on photopolymers can have diffraction efficiency of up to 90 % [5] and, once polymerized, photopolymer does not change its volume, nor is affected with direct sunlight. Holograms on panchromatic Silver Halide photomaterial can reach 38 % diffraction efficiency [6] but, since this photomaterial is Gelatine-based, are sensitive to humidity and temperature changes which make them not really good choice for the outdoor applications. But there is another medium where diffraction efficiency of the diffractive structures can reach 60 % — this medium is a high quality embossed holograms [7]. Such embossed holograms also can be transparent and that would make them a perfect medium for low-cost see-through screens for outdoors applications.



1 — SLM, 2 — SLM pixels, 3 — modulated laser radiation beams (object beam), 4 — not modulated laser radiation beam (reference beam), 5 — Fourier objective, 6 — objective waist, 7 — hogel, 8 — illuminating light, 9 — light diffracted by hogel
 Fig. 1. Hogel recording (a) and replaying (b)

The key point for the embossed holograms manufacturing is the origination — i. e. creation of the original diffractive structure as surface relief on a plate coated with organic [8] or inorganic photoresists [9]. That relief, which is essentially a White Light Transmission (WLT) hologram, then is duplicated onto nickel shim that is used for replicating of said relief by embossing on polyester film. The film with embossed relief is either coated with thin metal layer, or left transparent [10]. Embossed holograms manufacturing is a well-developed industry and this transparent embossed holograms indeed could be used as see-through screens, if only the directional and panchromatic light-scattering surface relief would be available. One of the methods of such relief production is Direct Write Digital Holography.

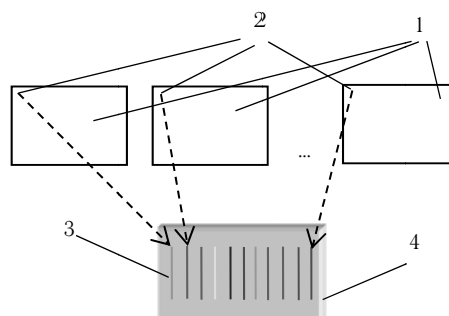
1. Direct-write digital holography

Direct-write digital holography or *DWDH* was developed at the end of the 1990s and the most frequently cited article in the field is Yamaguchi et al [11] (1995). But many other people and research groups participated in the development of this hologram printing method. As early as 1990 Steve McGrew had patented a device called ‘Holocomposer’, which was able to produce small format direct-write holograms for high-security ID cards [12, 13]. In 1991 Stephen Benton had produced probably the first large direct write stereogram, which he called an ‘Ultra-gram’ [14]. Even as early as 1987 Kenneth Haines had outlined the principles of a direct hologram write technique [15]. In 1998 Klug et al [16], working at Zebra Imaging, extended the technique to the manufacture of large format full color full-parallax reflection holograms. In 1999 Brotherton-Ratcliffe et al. [17] demonstrated that the technique could be made to work much faster and more reliably using pulse RGB lasers. And finally in 2013 Zacharovas et al. adapted this technique to embossed holograms origination employing as coherent radiation source the pulse laser specially developed for this purpose [18].

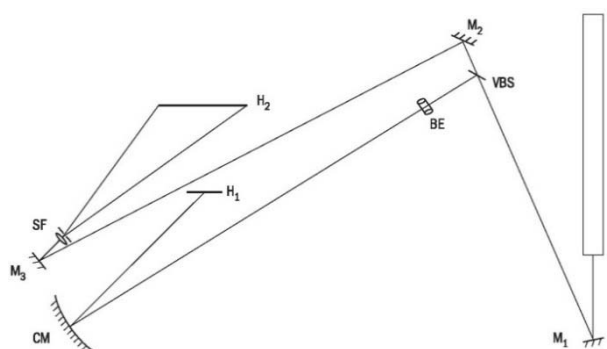
Direct-write digital holography is described in details in the literature [19, 20], so here we will just briefly mention that DWDH hologram is actually the entirety of

small digital holographic elements called ‘hogels’ or ‘holo-pixels’. Each hogel acts as pixel on electronic display — while illuminated by light source it diffracts light of certain pre-defined intensity and colour. The difference from electronic display pixel is that hogel projects different pre-defined light intensities into different pre-defined viewing angles. That enables one to construct from hogels a medium which will act just like classical analogue hologram: will contain image viewed differently from different viewing angles. And if the hogels are small enough and quantity of parallax-related images used to program hogels intensities into different viewing angles is big enough — observer will not be able to distinguish between digitally printed hologram and hologram produced with analogue holography methods.

Hogels are recorded by intersecting two square form laser radiation beams onto photosensitive layer where their interference image is recorded. One of the beams is modulated with Spatial Light Modulator (LCD, LCOS) i. e. acts as object beam, another beam is not modulated and acts as reference beam. The modulated object beam before interaction with reference beam passes a special objective which has its optical waist outside its body. Each



1 — 2D parallax-related images of 3D scene, 2 — series of pixels having the same coordinates, 3 — SLM, 4 — image as displayed on SLM
 Fig. 2. Hogel image formation on SLM: (a) for a digital holographic print with horizontal-only parallax



H1 — master hologram, H2 — photosensitive medium where White light transmission hologram will be recorded, BE — spatial filter—cylindrical lens combination, CM — collimating mirror, VBS — variable beam splitter, M₁–M₃ — mirrors.

Fig. 3. Standard table arrangement for a H1–H2 holographic image transfer

SLM pixel changes laser light intensity and objective directs modulated laser light towards photosensitive medium under different angles. The holographic optical element — hogel, recorded at the place of objective's waist, while illuminated will diffract light to the direction from where the laser light came to it during recording and with intensity defined by SLM pixel (Fig. 1).

2. Pixel swapping

Fig. 2 illustrates the principles of the pixel swap process which is described in details in [21]. From the sequence of digital parallax-related images all the pixels with the same coordinates are taken and a new composite image is combined from them. This image is projected on the SLM and a hogel with the same coordinates. For example, if we have an image sequence with image resolution of 640×480 pixels, we can print a hologram from it having 640×480 hogels too, i. e. if our hogel has a size of 0.1 mm, the resulting hologram will be 64×48 mm. The hogel with coordinates (0, 0) will contain all the pixels with coordinates (0, 0) from all images in sequence. The hogel with coordinates (0, 1) will contain pixels with coordinates (0, 1) and so on. And when observer will change his viewpoint in front of the hologram, he will perceive the pixel with coordinates (0, 1) as it was on the image of the 3D scene taken from this particular angle. Similarly, the hogel with coordinates (0, 2) will show him all the pixels with coordinates (0, 2), and so on. Thus the whole direct-write digital hologram viewed from different angles will show to observer the images of the 3D scene taken from different angles.

If the hogel has size 0.1×0.1 mm, the final resolution of the hologram will be 254 dpi, which seems lower than resolution of desktop photo printers which use for photographs at least 600 dpi, but that is not exactly true. Each hogel contains several hundred basic pixels. When we view the holographic print, our eyes and head perform involuntary movements, so we perceive several views at a time and our brain integrates them. Each adjoining parallax-related image contains only a small variation in the detail of the scene, so the difference is not perceptible, but

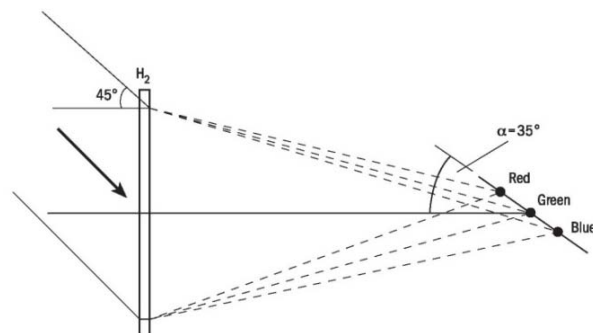


Fig. 4. For white-light replay the images of the slit are formed at different heights and distances from the H2 hologram, lying on a line at the achromatic angle to the horizontal

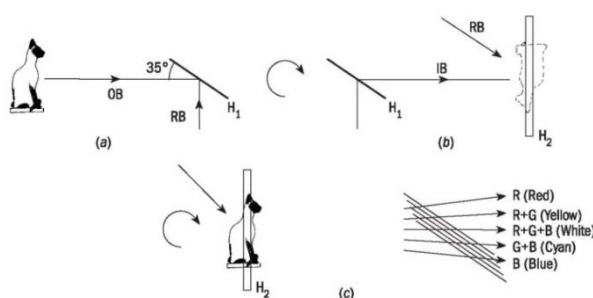


Fig. 5. The master hologram H₁ is made at the achromatic angle, for final reconstruction at 45° (a). The reference beam is shown as orthogonal to the object beam; The flipped master H₁ is used to make an image-plane transfer hologram H₂ (b); transfer hologram H₁ is flipped and illuminated by a white-light point source (c)

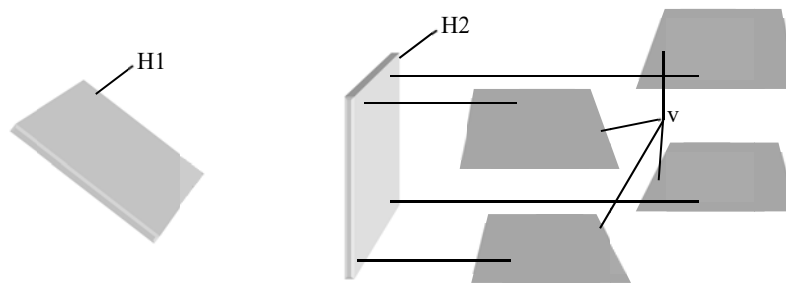
our brain integrates and notes those details, which would be lost if this were a 2D print with 254 dpi. Thus a holographic print with 0.1×0.1 mm hogels will be observed as if it had a resolution of 700–1000 dpi.

3. Pixel swapping for achromatic hologram

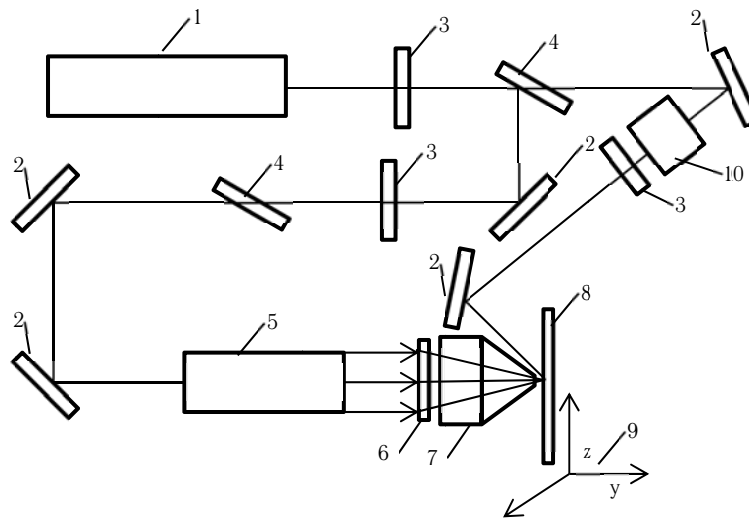
Surface relief holograms that can be used for mass-replication with existing hologram embossing equipment actually are White-light transmission (WLT) holograms. When those holograms are produced by classical analogue holography means, first the H1 master-hologram is produced, and then H1–H2 holographic image transfer is performed as it is shown on Fig. 3.

H1 master hologram for the Rainbow WLT hologram is just a narrow strip of 4 mm [22]. When H2 transfer hologram is lit by white light, the holographic image of it is viewed through the real image of the slit. And when observer moves his head vertically he is looking through the real image of the slit as formed by a different part of the spectrum, and as a result, he will see the image in a different color; in fact the whole spectrum is spread out along a sloping plane tilted to an angle called achromatic (Fig. 4) [23].

If the H1 master hologram is recorded while the photoplate is tilted at the same achromatic angle and during the transfer not the slit, but whole master hologram surface is used — the H2 transfer hologram will disperse the white light in such a way, that there will be a viewing zone



H1 — master hologram, H2 — transfer hologram, V — views of H1 master hologram
 Fig. 6. Images of H1 master hologram as they would be seen from different places on H2 transfer hologram



1 — Laser, 2 — mirrors, 3 — waveplates, 4 — Thin film polarizers, 5 — Object beam shape formation optics, 6 — SLM, 7 — Fourier objective, 8 — Photoresist plate, 9 — Photoresist plate movement, 10 — reference beam shape formation optics
 Fig. 7. Schematics of Direct-Write digital holographic printer

where all rainbow colours are mixed into white light. In this zone the holographic image will be seen as achromatic Black & White image (Fig. 5).

To achieve the same achromatic image effect in Direct Write digital holographic printing, images for SLM shall be prepared mimicking this method of producing the analogue achromatic WLT hologram. If we will take a rectangular H1 master hologram, will tilt it to achromatic angle and look at it from the place where during analogue H1–H2 transfer is positioned H2 photoplate — we will see not the rectangle but a trapezoid. Moreover, while looking from the different places of H2 photoplate position, said trapezoid will be not symmetrical (Fig. 6).

Since with Direct-Write technique H2 transfer WLT hologram is produced at once, employing the SLM as small part of H1 master hologram, the image shown on SLM for each hogel shall also have different shape. The image for each hogel for Direct-Write WLT achromatic hologram will have asymmetrical trapezoid shape and parameters of this trapezoid will depend on the WLT hologram size, its viewing distance and viewing angle, reference beam angle, wavelength of the laser and Fourier objective used in the hologram recording system.

4. Materials

The positive photoresist plates were specially manufactured for Geola by coating an analogue of Shipley

photoresist onto glass plates in size of 250×200 mm or 300×200 mm. For the bigger sizes holograms it is important that photoresist would be coated uniformly, to assure that, the coating was performed by blade coating method. Also this coating method produces thicker photoresist layer, which makes it more sensitive for pulse laser radiation.

As photoresist developing agent we have used Microposit developer AZ303, diluted with deionized water in proportion 1:9. Developing time was 25–35 seconds. It is worth to note that photoresist plates are commonly developed with some KOH or NaOH solutions. However, those chemicals remain in the developed relief and the thin layer of them is transparent. As a result, the holographic image looks great on photoresist, but as soon one will deposit silver on such a relief — silver enters into reaction with developer’s remains and the resulting silver relief is much shallower than the photoresist relief. Since the surface relief fringes reconstructing deep holographic image have very fine structure — developer’s remains covering this fine relief highly affect reconstructed holographic image quality. Most likely Microposit developer AZ303 has some proprietary surface active ingredients preventing developer’s remains layer formation and therefor is advisable to use when fine relief fringes are needed to be obtained [24].



Fig. 8. Projector and screen setup and images sent to LCD projector

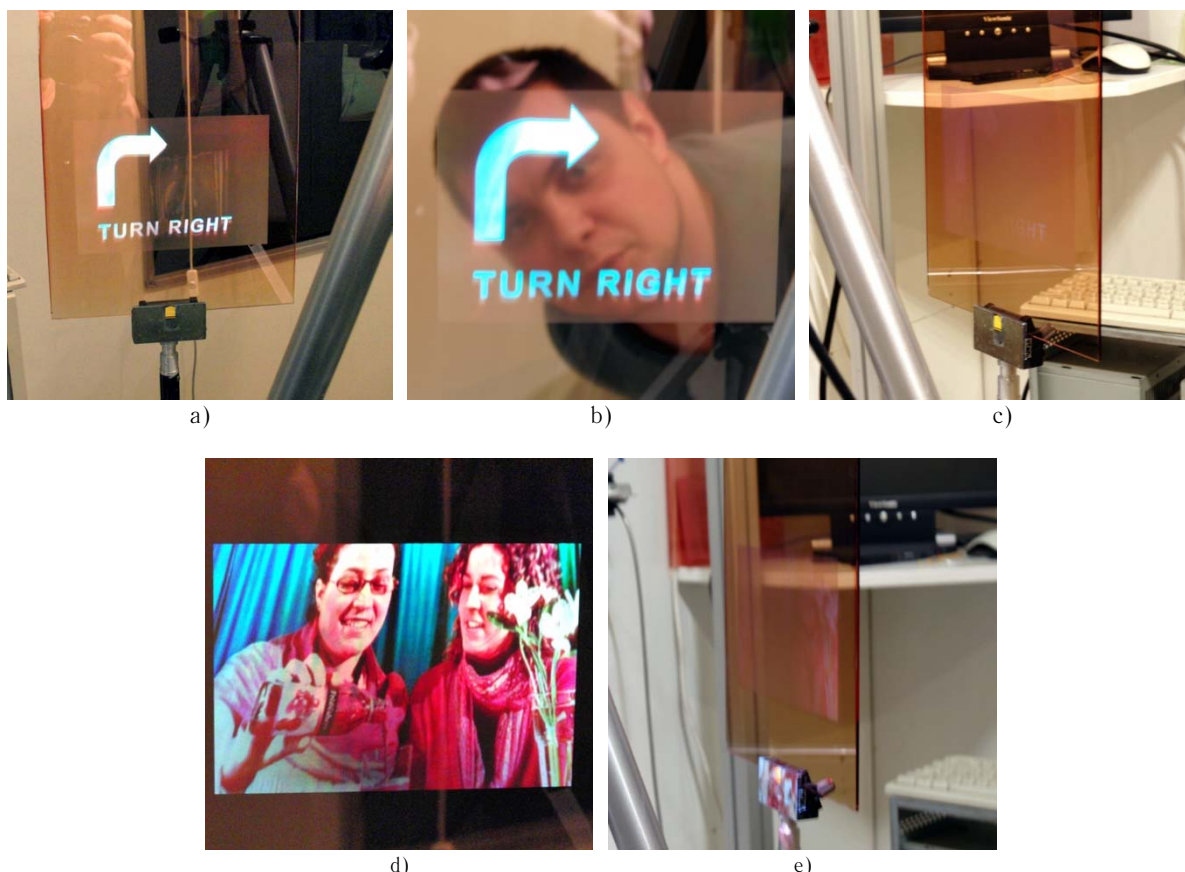


Fig. 9. Photographs of achromatic hologram acting as projection screen. White road sign projected onto the achromatic hologram front views (a), (b) and side view (c). Colour image projected onto the achromatic hologram front view (c) and side view (d).

5. Equipment

For achromatic WLT holograms recording on photoresist we have used Geola's pilot Blue Phoenix series WLT holograms printer DIWO-6. Principal scheme of the printer is shown on the Fig. 7.

In DIWO-6 holographic printer is employed Geola's BlueBird series pulse laser (40 ns pulse duration, 440 nm emitting radiation wavelength, 30 Hz repetition rate, 1mJ pulse energy). Because of the pulse laser employment there is no need to stop photoplate for its stabilization before each hogel recording. The laser is flashing continuously, the photoresist plate is moving continuously and one hologram line is recorded. Then the photoresist plate is shifted for the distance of 0.1 mm (size of the hogel) and

next hologram line is recorded. Before the hologram printing, the photoplate distance from objective is adjusted in such a way that object and reference beams would be overlapping at the photoresist layer. During the printing this distance is kept automatically by shifting the photoresist plate in y direction.

Hogels produced by this printer have size 0.1×0.1 mm. Maximum size of photoresist plate handled is 200×300 mm and the maximum hologram size is 152×152 mm ($6'' \times 6''$). Printing speed is ≈ 7 minutes for one square centimeter and it takes only 25 hours to print this maximum size hologram which makes this printer the fastest one amongst master-originals Originators in embossed holography domain.

Pixel-swap process in this Originator is separated from hologram printing process. The sequence of parallax-related images is submitted to PC with Windows 7 operating system running proprietary Geola's software which performs pixel-swap and stores images for each hologram. Parallax-related images for the screen were 124 identical images of white rectangle in size of 1000×1500 pixels. Pixel-swap process took two minutes and then in 18 hours hologram of the screen in size of 100×150 mm was printed.

For the image projection on the printed screen hologram we have used LED projector LG HS 102.

6. Results

The exposed and processed photoplate with achromatic hologram of white screen was placed vertically in a universal plate holder. The video projector connected to the laptop was placed on a tripod in such a way that light from it would be coming to the hologram at an angle similar to the reference beam angle used in DIWO-6 originator for its recording. Images that were showed on a laptop screen were white image of a turn side on a black background and colour photograph of one of our poster-sized

colour volume hologram printed on our other DWDH printer (Fig. 8).

On the Fig. 9 are shown photographs of the screen with projected image. Since the hologram acting as screen is achromatic — all projector's LED wavelengths are replayed correctly with right intensity and into the viewing angle defined by printers hardware and software.

As it is seen from photographs above, the achromatic hologram of white screen imprinted at the image plane indeed can act as see-through screen. And since it is surface relief hologram — it can be easily replicated and become a cheaper alternative to the photopolymer see-through screens.

Conclusions

— Achromatic surface relief hologram of the white screen was produced employing Direct-Write Digital Holographic printing technique.

— This hologram can be used as a master-hologram for the see-through screens manufactured with embossed holography methods.

— Producing the see-through screens employing embossed holography methods shall significantly reduce costs of their production.

References

- [1] Transparent holographic components, datasheet / URL: http://www.luminitholography.com/wp-content/uploads/2018/01/THC-data-sheet_web.pdf. — Accessed on 2018.03.23
- [2] **Wakunami, K.** Projection-type see-through holographic three-dimensional display / K. Wakunami, P.-Y. Hsieh, R. Oi, T. Senoh, H. Sasaki, Y. Ichihashi, M. Okui, Y.-P. Huang, K. Yamamoto // *Nature Communications*. — 2016. — Vol. 7. — P. 12954.
- [3] **Hsu, C. W.** Transparent displays enabled by resonant nanoparticle scattering / C. W. Hsu, B. Zhen, W. Qiu, O. Shapira, B. G. DeLacy, J. D. Joannopoulos, M. Soljačić // *Nature Communications*. — 2014. — № 5. — P. 3152
- [4] **Bruder, F.-K.** The Chemistry and Physics of Bayfol® HX Film Holographic Photopolymer / F.-K. Bruder, T. Fäcke, T. Rölle // *Polymers*. — 2017. — № 9 (10). — P. 472. — DOI:10.3390/polym9100472.
- [5] **Gallego, S.** Volume Holograms in Photopolymers: Comparison between Analytical and Rigorous Theories / S. Gallego, C. Neipp, L. A. Estepa, M. Ortuño, A. Márquez, J. Francés, I. Pascual, A. Beléndez // *Materials*. — 2012. — № 5 (8). — P. 1373–1388; DOI:10.3390/ma5081373
- [6] **Sazonov, Y.** New ultra-fine grain photofilm for pulsed colour holography / Y. Sazonov, O. Gradova, S. Zacharovas, R. Bakanas, G. Gudaitis // *Advances in Display Holography Proc. 7th Int. Symp. on Display Holography* ed H. I. Bjelkhagen. — London: River Valley Press, 2006. — P. 65–68.
- [7] **Patent № 7,719,675 B2 USA.** Method for optical characterization and evaluation of optically variable devices and media / R. K. Grygier, K. Wieloch. — Priority date 28.02.2006.
- [8] **Bakanas, R.** Comparison of diffraction patterns exposed by pulsed and CW lasers on positive-tone photoresist / R. Bakanas, V. Jankauskaite, A. Bulanovs, S. Zacharovas, A. Vilkauskas // *Applied Optics*. — 2017. — Vol. 56. — Issue 8. — P. 2241–2249. — DOI:10.1364/AO.56.002241.
- [9] **Bulanovs, A.** Investigations of As-S-Se thin films for use as inorganic photoresist for digital image-matrix holography / A. Bulanovs, V. Gerbreders, G. Kirilovs, J. Teteris // *Open Physics*. — Vol. 9. — Iss. 5. — P. 1327–1333. — ISSN (Online) 2391-5471. — DOI:10.2478/s11534-010-0133-6.
- [10] **Saxby, G.** *Practical Holography* / G. Saxby, S. Zacharovas; Fourth Edition. — CRC Press, Boca Raton, FL, USA, 2015. — P. 448–451. — ISBN 978-1-48225-157-9.
- [11] **Yamagushi, M.** Development of full-parallax holoprinter / M. Yamagushi, T. Koyama, H. Endoh, N. Ohyama, S. Takahashi, F. Iwata // *Proc. SPIE*. — 1995. — Vol. 2406. — P. 50–56.
- [12] **Patent № 5,138,471 USA.** Holocomposer / S. P. McGrew. — 1990.
- [13] **McGrew, S. P.** Holocomposer: progress toward a high-security holographic identification card / S. P. McGrew // *Optical Security and Counterfeit Deterrence Techniques II: Proc. SPIE*. — 1998. — Vol. 3314. — P. 214.
- [14] **Halle, S.** The Ultragram: A generalized holographic stereogram / Halle, S. Benton, M. Klug, J. Underkoeller // *Practical Holography V: Proc. SPIE*; Ed. S. A. Benton. — Vol. 1461. — 1991. — P. 142–155.
- [15] **Patent № 4,778,262 USA.** Computer aided holography and holographic computer graphic / K. A. Haines. — 1987.
- [16] **US Patent № 6,330,088 B1 USA.** Method and apparatus for recording 1-step full-color full-parallax holographic stereograms / M. Klug, M. Holzbach, A. Ferdman. — 1998
- [17] **Patent № 7,800,803 B2 USA.** Holographic Printer / D. Brotherton-Ratcliffe, F. M. Vergnes, A. Rodin, M. Grichine. — 1999.

- [18] **Zacharovas, S. J.** One-step 3D full-colour and achromatic transmission holograms digitally printed using a 440 nm pulsed laser for embossed applications / S. J. Zacharovas, A. Nikolskij, R. J. Bakanas, D. C. Brotherton-Ratcliffe // *Practical Holography XXVII: Materials and Applications: Proc. SPIE.* — 2013. — Vol. 8644. — P. 864407. — DOI:10.1117/12.2008469.
- [19] **Saxby, G.** *Practical Holography* / G. Saxby, S. Zacharovas; Fourth Edition. — CRC Press, Boca Raton, FL, USA, 2015. — P. 444–456. — ISBN 978-1-48225-157-9.
- [20] **Bjelkhagen, H.** *Ultra-Realistic Imaging: Advanced Techniques in Analogue and Digital Colour Holography* / H. Bjelkhagen, D. Brotherton-Ratcliffe. — CRC Press, 2013. — 664 p. — 491 color illustrations. — ISBN 978-1-43982-799-4.
- [21] **Bjelkhagen, H.** *Ultra-Realistic Imaging: Advanced Techniques in Analogue and Digital Colour Holography* / H. Bjelkhagen and D. Brotherton-Ratcliffe. — Taylor & Francis, 2013. — ISBN-10: 1-43982-799-0. — ISBN-13: 978-1-43982-799-4.
- [22] **Pizzanelli, D.** Limited Edition Prints for Artists: Embossed Holograms made from Silver Halide Masters / D. Pizzanelli // *Proc. ISDH 2009, Shenzhen, China, 13–17 July 2009. Holography — Culture, Art, and Information Technology, of the Eighth International Symposium on Display Holography*, Editor, T. H. Jeong, Co-editors, F. C. Fan, H. I. Bjelkhagen, DynastyWang. — P. 210–218 — ISBN 978-7-5023-7262-0.
- [23] **Saxby, G.** *Practical Holography* / G. Saxby, S. Zacharovas; Fourth Edition. — CRC Press, Boca Raton, FL, USA, 2015. — P. 243–251, 327–333. — ISBN 978-1-48225-157-9.
- [24] **Zacharovas, S.** New diffractive effects for security holograms produced with Geolas Originators / S. Zacharovas, R. Bakanas, A. Bulanovs // *Practical Holography XXXII: Displays, Materials, and Applications: Proc. SPIE.* — 2018. — Vol. 10558. — P. 105580E. — DOI:10.1117/12.2312719.

22. Высокопроизводительный оптико-электронный сканер для оперативного контроля подлинности защитных голограмм на документах

И. К. Цыганов¹, В. В. Колючкин¹, В. Е. Талалаев¹, Н. В. Пирютин¹, В. Д. Чебурканов¹, С. Б. Одинокоев¹, Л. А. Найден¹, Е. Ю. Злоказов²

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

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В статье предлагается новый высокопроизводительный оптико-электронный сканер для аутентификации защитных голограмм на документах. Скорость сканирования увеличивается благодаря применению в конструкции сканера современных сканирующих систем, высокоскоростных регистрирующих устройств, специально разработанных и изготовленных компонентов оптической системы. Использование корреляционных фильтров в алгоритме распознавания информации, полученной с голограммы, значительно сокращает время и повышает надежность процесса проверки подлинности защитных голограмм.

Ключевые слова: Защитные голограммы, Дифракционные защитные элементы, Голограммные защитные элементы, Контроль подлинности, Автоматический контроль.

Цитирование: Цыганов, И. К. Высокопроизводительный оптико-электронный сканер для оперативного контроля подлинности защитных голограмм на документах / И. К. Цыганов, В. В. Колючкин, В. Е. Талалаев, Н. В. Пирютин, В. Д. Чебурканов, С. Б. Одинокоев, Л. А. Найден, Е. Ю. Злоказов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 97–101.

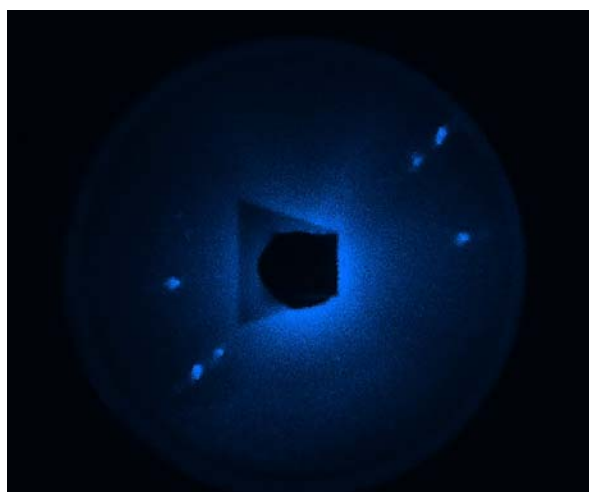
Введение

В настоящее время голограммы широко используются в качестве одного из элементов защиты для различных документов: паспортов, водительских прав, различных сертификатов и других продуктов защитной печати [1]. В то же время, индустрия поддельных голограмм развивается высокими темпами, а качество поддельных голограмм достигло такого уровня, что некачественный потребитель часто не может отличить оригинальную голограмму от поддельной. В связи с этим возникла необходимость в устройствах контроля подлинности голограмм. В настоящее время существуют устройства, которые реализуют эту функцию и работают по разным принципам [2]. Тем не менее, у них есть ряд недостатков, таких как: аутентификация только одного признака, необходимость высококвалифицированного специалиста для управления и обработки результатов проверки, значительное время, не-

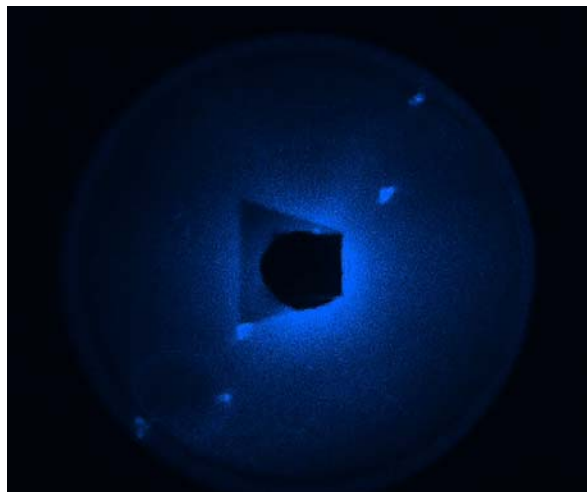
обходимое для проверки с высокой степенью надежности, наличия субъективного человеческого фактора, влияющего на результат проверки. В этой статье предлагается автоматический высокопроизводительный оптико-электронный сканер для оперативного контроля подлинности защитных голограмм на документах, который лишен недостатков, представленных выше.

1. Анализ когерентных изображений голограмм

Защитные голограммы (ЗГ), дифракционные и голографические оптические защитные элементы (ДЗЭ-ГЗЭ) представляют собой сложные структуры с элементами разрешения размером до десятых долей микрометра. В общем случае ЗГ содержат области с дифракционными решетками, параметры которых (период и пространственная ориентация) различны. Если когерентное излучение освещает голограмму, то оно дифрагирует на элементах ЗГ, в результате чего можно



а) зона 1 (истинное)



б) зона 2 (ложное)

Рис. 1. Примеры типичных изображений картины дифракции для различных зон защитной голограммы

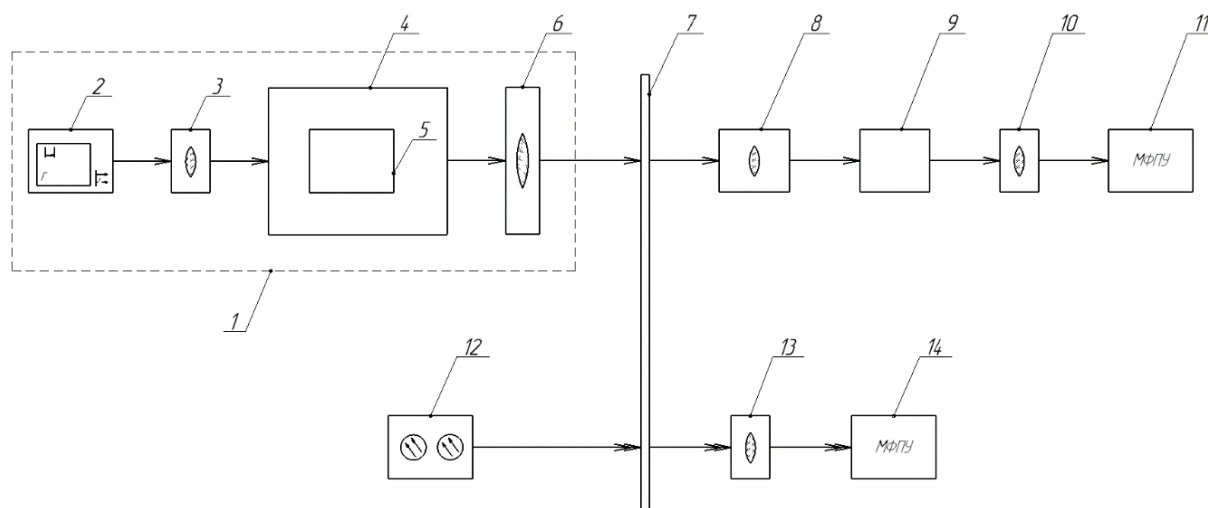


Рис. 2. Функциональная схема опико-электронного сканера защитных голограмм

наблюдать дифракционную картину или, другими словами, когерентное изображение защитной голограммы.

Метод анализа когерентных изображений защитных голограмм заключается в корреляционном распознавании изображений пространственного распределения интенсивности лазерного излучения, дифрагированного в областях ЗГ. Если когерентно освещенный элемент голограммы содержит дифракционные решетки с различной частотой и ориентацией, то в дифракционной картине будут наблюдаться нулевой порядок, а также пары дифракционных порядков, симметрично расположенных на некотором расстоянии от него. Направление и расстояние между этими максимумами и нулевым порядком соответствуют ориентации и пространственной частоте решеток, присутствующих на освещенном элементе. Примеры тестовых сигналов показаны на рис. 1.

Расчеты авто- и кросс-корреляций представленных изображений показали, что наличие нулевого порядка делает такие сигналы корреляционно подобными друг другу, несмотря на различное расположение дифракционных пиков первого порядка. Чтобы устранить эту проблему, необходимо исключить нулевой порядок после обработки входных изображений.

Суть метода корреляционного распознавания заключается в расчете двумерной корреляционной функции между изображениями от входных и контрольных объектов. В соответствии с характеристиками результирующего корреляционного распределения и, в частности, наличия или отсутствия пика корреляции, его локализации, интенсивности и ширины, делается вывод, что входной объект принадлежит эталонному классу. Важной проблемой метода корреляции является его неустойчивость к шуму и помехам входного изображения. Для адекватного распознавания необходимо, чтобы корреляционный пик имел характеристики, достаточные для того, чтобы отличать его от фона выходного распределения, которое может включать ложные корреляционные пики и различные шумы.

Ложные корреляционные пики могут появляться в результате корреляции эталона с ложными объектами. Наличие шума во входной плоскости может привести к уменьшению точности локализации интересующего объекта в плоскости входного изображения. Наряду с этим метод распознавания корреляции не устойчив к возможным искажениям изображения эталонного объекта. Использование математически синтезированных инвариантных корреляционных фильтров (далее называемых КФ), которые содержат информацию об эталонном объекте, а также о его возможных искажениях, позволяет в некоторой степени избавиться от перечисленных недостатков [3,4].

2. Функциональная схема опико-электронного сканера защитных голограмм

На рис. 2 приведена функциональная схема опико-электронного сканера. Оптическая система сканера состоит из двух каналов, канала контроля (измерительного канала) и канала наведения. Измерительный канал выполняет формирование и регистрацию Фурье-спектра проверяемой голограммы при освещении монохроматическим когерентным излучением. Канал наведения представляет собой оптическую систему для формирования изображения проверяемого объекта в видимом спектральном диапазоне для определения положения голограммы относительно базовой точки сканера.

Канал контроля состоит из двухкоординатной сканирующей системы подсветки 1, содержащей лазерный диод 2, коллимирующий объектив 3, зеркальную систему сканирования 4, включающую в себя в том числе 2 гальванометрических сканатора 5, и дополнительной линзовой системы переноса зрачка 6, контролируемого объекта 7, Фурье-преобразующей системы 8, визуализатора 9, репродукционного объектива 10 и многоплощадочного фотоприемного устройства (устройства регистрации) 11.

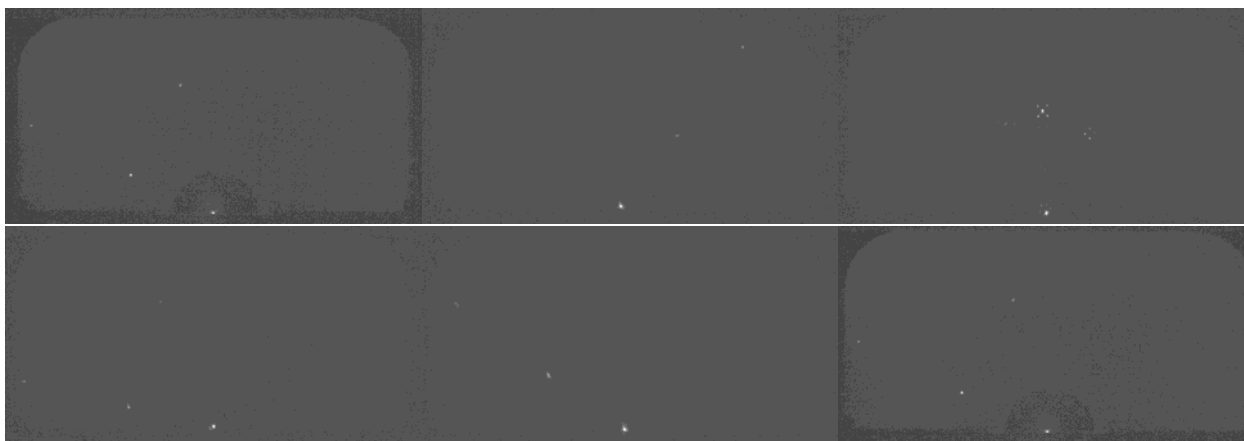


Рис. 3. Фотографии дифракционных распределений от различных зон голограммы

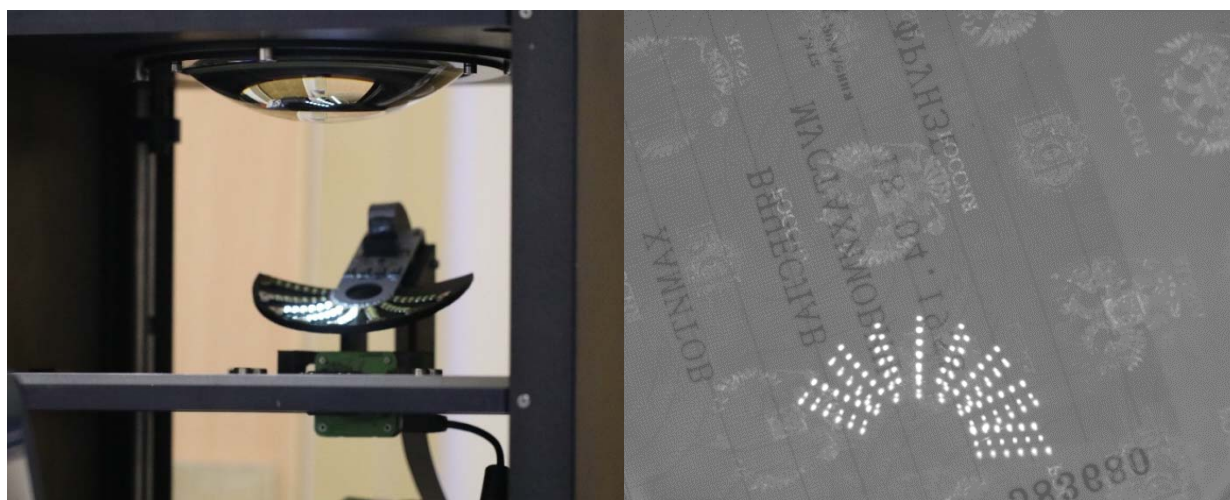


Рис. 4. Элементы канала наведения и изображения голограммы, полученные с его помощью

Канал наведения состоит из матрицы светодиодов *12* для подсветки контролируемого объекта *7*, проекционного объектива *13* и многоплощадочного фотоприемного устройства (устройства регистрации) *14*.

В канале контроля лазерный диод с коллимирующим объективом формируют параллельный лазерный пучок света, который проходя через зеркальную систему, во входном и выходном зрачках которой устанавливаются сканирующие зеркала, дополнительную систему переноса зрачка и Фурье-преобразующую систему падает на контролируемый объект, дифрагируя на его поверхности. Зеркала, закрепленные на гальванометрических сканаторах позволяют разворачивать зондирующий лазерный луч по контролируемому объекту с большой скоростью. Дифрагированный свет, проходя через Фурье-преобразующую систему, формирует на матовой поверхности диффузора Фурье-спектр исследуемой на объекте точки (области малого размера) (рис. 3). Далее Фурье-спектр перепроецируется с помощью репродукционного объектива в плоскость многоплощадочного фотоприемного устройства, регистрируется и передается на обработку в компьютер.

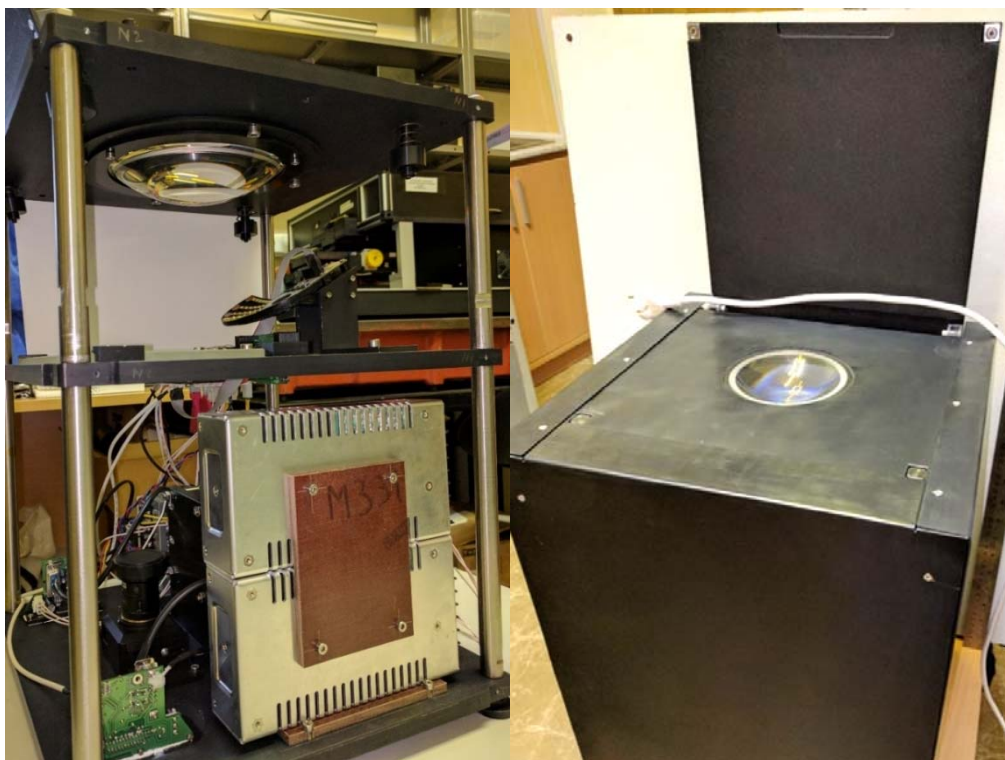
В канале наведения регистрируется изображение исследуемой голограммы целиком (рис. 4). По полу-

ченному изображению производится привязка голограммы к системе координат сканера. На этом этапе происходит первичное сравнение изображения исследуемой голограммы с эталонной и в случае полного несовпадения она признается фальсифицированной. В случае обнаружения опорных объектов, совпадающих с эталонными, в результате привязки из базы данных загружается информация об эталонных Фурье-спектрах в предполагаемых точках контроля. В дальнейшем эта информация используется при корреляционном сравнении с изображениями Фурье-спектра, полученными в канале контроля.

3. Экспериментальный образец оптоэлектронного сканера защитных голограмм

Созданная функциональная схема легла в основу разработки принципиальной оптической и электрической схем оптоэлектронного сканера защитных голограмм. На основе оптической схемы была разработана и выпущена конструкторская документация (КД) на оптоэлектронный сканер защитных голограмм.

Для создания экспериментального образца оптоэлектронного сканера защитных голограмм в соответствии с разработанной КД были изготовлены и закуплены оптические, оптоэлектронные, элект-



а) фотография сканера ЗГ без декоративных стенок б) фотография сканера ЗГ в сборе (открытая крышка)



б) фотография сканера ЗГ в сборе (открытая крышка)

Рис. 5. Фотография экспериментального образца опико-электронного сканера защитных

тронные, механические детали, узлы и блоки, входящие в его состав. Большинство оптических и механических компонентов изготовлены в России и Белоруссии. Опико-электронные и электронные узлы также разработаны и изготовлены российскими фирмами-разработчиками, но с преимущественным использованием зарубежных комплектующих.

Далее были проведены сборка, настройка и юстировка экспериментального образца опико-электронного сканера защитных голограмм, фотографии которого приведены на рис. 5.

В ходе проведения работы были проведены испытания сканера по следующим параметрам:

- вероятность идентификации ЗГ;
- время идентификации ЗГ и

– размер ложеента для документов сканера.

Испытание времени и вероятности идентификации документов проводилось на четырёх типах документов:

- паспорт РФ;
- загранпаспорт старого образца (ЗПСО);
- загранпаспорт нового образца (ЗПНО);
- водительское удостоверение (ВУ).

Время и вероятность идентификации определялись по всем четырём типам документов отдельно. При этом по каждому типу документов было выполнено по 20 испытаний, на основе которых рассчитывались вероятность идентификации и максимальное время идентификации.

Результаты предварительных испытаний основных характеристик опико-электронного сканера ЗГ приведены в табл. 1.

Измеренные значения укладываются в желаемых диапазонах. Время идентификации всех документов составляет менее 1 мин. и вероятность идентификации составляет более 90 %.

Заключение

В заключении хочется выделить следующие основные конструкторские и программные решения, реализованные в автоматическом опико-электронном сканере для оперативного контроля подлинности защитных голограмм на документах. В конструкции сканера использованы гальванометрические сканаторы. Их применение позволило значительно снизить время, необходимое для контроля защитной голограммы с размерами паспортной страницы. Использование высокоскоростного устройства регистрации также привело к снижению времени контроля. Специально рассчитанные и изготовленные компоненты оптической системы повысили качество регистрируемых картин дифракционного распределения, что снизило ошибки при проведении контроля подлинности. Отсутствие подвижных элементов в сканере, кроме сканирующих зеркал повысило точность позиционирования зондирующего пучка на исследуемом образце, что в свою очередь повысило вероятность правильной идентификации защитной голограммы, а также механическую

Табл. 1. Основные параметры опико-электронного сканера ЗГ

| № | Наименование параметра | Номинальное значение | Измеренное значение |
|---|--|----------------------|---------------------|
| 1 | Проверка времени идентификации паспорта РФ | 60 сек. | 56 сек. |
| 2 | Проверка вероятности идентификации паспорта РФ | 90 % | 95 % |
| 3 | Проверка времени идентификации ЗПНО | 60 сек. | 58 сек. |
| 4 | Проверка вероятности идентификации ЗПНО | 90 % | 100 % |
| 5 | Проверка времени идентификации ЗПСО | 60 сек. | 33 сек. |
| 6 | Проверка вероятности идентификации ЗПСО | 90 % | 95 % |
| 7 | Проверка времени идентификации ВУ | 60 сек. | 46 сек. |
| 8 | Проверка вероятности идентификации ВУ | 90 % | 95 % |

надежность прибора в целом. Применение корреляционных фильтров в алгоритме распознавания полученной с голограммы информации также повысило надежность процесса контроля подлинности.

Благодарность

Работа проведена в МГТУ им. Н. Э. Баумана при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации по соглашению № 14.577.21.0223 (ID PRFMFI57716X0223).

Список источников

- [1] **Одинокоев, С. Б.** Методы и опико-электронные приборы для автоматического контроля подлинности защитных голограмм Москва: Техносфера, 2013. -176 с.
- [2] **Цыганов, И. К.** Опико-электронный сканер для оперативного контроля подлинности защитных голограмм на паспортных документах / И. К. Цыганов, В. В. Колючкин, Н. В. Пирютин, С. Б. Одинокоев, В. Е. Талалаев, Е. Ю. Злоказов // Голография. Наука и практика: Сборник трудов XI международной конференции HOLOEXPO 2014. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2014. — С. 151.
- [3] **Evtikhiev, N. N.** Variants of minimum correlation energy filters: comparative study / N. N. Evtikhiev, D. V. Shaulskiy, E. Yu. Zlokazov, R. S. Starikov // Defense, Security, and Sensing: Optical Pattern Recognition XXIII: SPIE Proceedings. — 2012. — Vol. 8398. — P. 83980G.
- [4] **Kumar, B. V.** Recent advances in correlation filter theory and application / B. V. Kumar, J. A. Fernandez, A. Rodriguez, V. N. Boddeti // Defense + Security: Optical Pattern Recognition XXV: SPIE Proceedings. — 2014. — Vol. 9094. — P. 909404.

New high performance optico-electronical scanner for authentication of security holograms on documents

I. K. Tsyganov¹, V. V. Kolyuchkin¹, V. E. Talalaev¹, N. V. Piryutin¹, V. D. Cheburkanov¹, S. B. Odinokov¹, L. A. Naiden¹, E. Y. Zlokazov²

¹ Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

² National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia

New high performance optico-electronical scanner for authentication of security holograms on documents is proposed in this paper. The speed of scanning is increased due to using modern scanning systems, high-speed recording devices, specially designed and manufactured components of the optical system in construction of scanner. Usage of correlation filters in the algorithm for recognizing the information received from the hologram, significantly reduce the time and raise the reliability of the security holograms authenticity control process.

Keywords: Security holograms, Diffraction security elements, Holographic security elements, Authenticity control, Automatic control.

23. Датчик линейных перемещений на основе структурированных измерительных шкал

А. Ю. Жердев, М. В. Шишова, Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин

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

Датчик линейных перемещений, работающий согласно интерференционному методу, состоит из измерительной шкалы и измерительной головки, перемещающихся друг относительно друга. Шкала включает отражательную дифракционную решётку на поверхности, а измерительная головка содержит пропускающую дифракционную решётку с равным периодом внутри. Лазерное излучение проходит и дифрагирует на этих двух решётках и образует интерференционный сигнал на оптическом датчике. Декодирование фазы интерференционного сигнала позволяет определять текущее положение. Известные оптические датчики перемещения используют сложные оптические схемы и фазовые оптические элементы для формирования квадратурных сигналов с различными фазами для повышения точности измерения. Ранее мы публиковали исследования схем такого вида [1, 2]. В этой работе мы предлагаем использовать каноническую оптическую схему без фазовых элементов, но со сложной структурированной решёткой измерительной головки для той же цели, чтобы упростить оптическую схему требования юстировки. Оптическая схема датчика перемещения основанная на решётке измерительной головки с особой структурой исследована и описана в этой работе.

Ключевые слова: Датчик линейных перемещений, Оптический энкодер, Дифракционные решётки.

Цитирование: Жердев, А. Ю. Датчик линейных перемещений на основе структурированных измерительных шкал / А. Ю. Жердев, М. В. Шишова, Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 102–108.

Введение

Современный технологический уровень в промышленности подразумевает, что погрешность изготовления для ответственных изделий составляет порядка 0,01–0,1 мкм и разрешение измерения при контроле составляет порядка 1–10 нм. Для удовлетворения этих требований в ЧПУ-станках, системах электронно-лучевой литографии и прецизионном измерительном оборудовании необходимо использовать датчики линейных перемещений (энкодеры) для приводов двигателей с упомянутыми параметрами: разрешение порядка 1 нм и погрешность измерения порядка 0,1 мкм на 100 мм [4, 5].

Датчики линейного перемещений состоят из измерительной шкалы и измерительной головки, движущихся относительно друг друга в процессе измерения. Существует много типов датчиков линейных перемещений: емкостные, индуктивные, на основе вихревых токов, магниторезистивные, магнитострикционные, потенциометрические, ультразвуковые и оптические. Оптические датчики линейного перемещения обладают самым высоким разрешением по сравнению с другими. В основе оптического датчика может лежать теневой или интерференционный метод.

В теневом методе [6] используется две решётки периодом порядка 10 мкм в головке и шкале для создания картины Муара с переменной интенсивностью в определённой точке, зависящей от смещения шкалы. В этой точке расположен оптический детектор и смещение шкалы вычисляется в процессе обработки переменного сигнала с детектора. В интерференционном методе [7] используются две дифракционные решётки с периодом порядка 1 мкм для создания переменного оптического сигнала путём интерференции лазерных

пучков, полученных после дифракции излучения лазера на этих решётках. Образуется интерференционная полоса бесконечной ширины, фаза (интенсивность сигнала на детекторе) которой зависит от смещения шкалы. Величина смещения шкалы также рассчитывается путём обработки переменного сигнала с детектора.

Измерительные шкалы можно изготовить фотолитографическим, голографическим, нарезным методами, а также с помощью электроннолучевой литографии и посредством рольной печати. Фотолитографический метод [8] не обеспечивает периоды менее 10 мкм, и поэтому подходит только для теневых датчиков линейных перемещений. Голографический метод не позволяет изготовить длинные шкалы несинусоидального профиля. Литографический метод обладает огромными возможностями для изготовления дифракционных решеток совершенно различного профиля. Тем не менее, для того, чтобы избежать ошибки стыковки фреймов в шкалах большого масштаба, требуются наиболее современные и дорогостоящие литографы. Метод рольной печати [9] относительно новый.

1. Оптическая схема

Стандартная оптическая схема датчика линейных перемещений, работающего по интерференционному методу формирования измерительного сигнала показана на рис. 1.

Излучение от лазерного источника по нормали падает в точке А на анализирующую шкалу — пропускающую дифракционную решётку (с периодом $T=1$ мкм), расположенную в измерительной головке датчика. Формируются три дифракционных порядка: проходящий и два +1 и –1 дифракционных максимумы. После этого прошедшее и дифрагировавшее в +1 по-

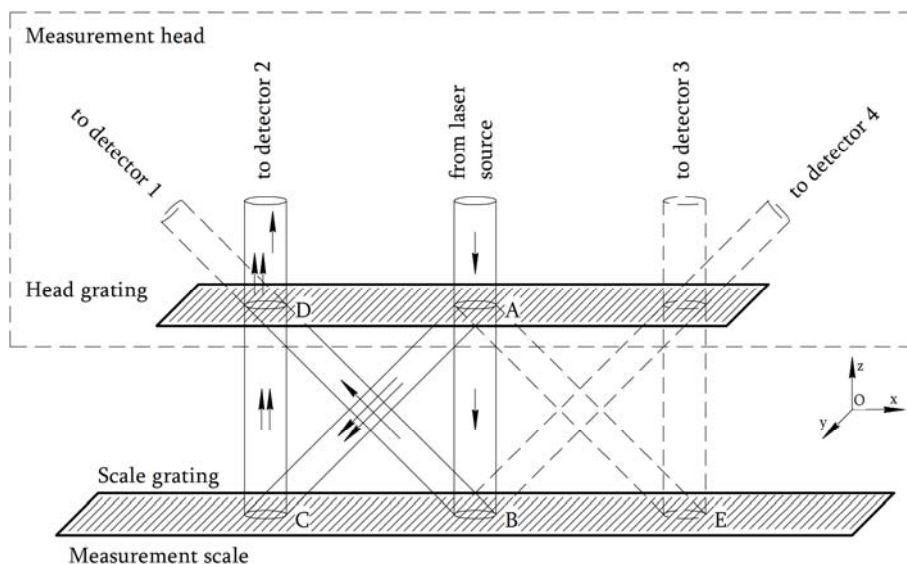


Рис. 1. Оптическая схема датчика на основе дифракционных решёток

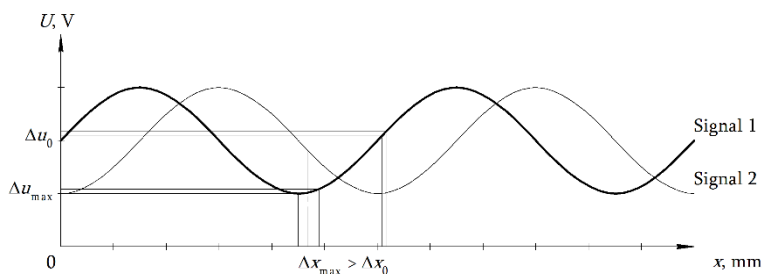


Рис. 2. Зависимость квадратурных сигналов от координаты перемещения

рядке излучение попадает в точках В и С на кодирующую шкалу — отражательную дифракционную решетку (с таким же периодом $T = 1 \text{ мкм}$), расположенную на перемещаемом объекте. Две эти оптические волны снова дифрагируют в +1 и -1 максимумы, приобретая смещение фаз $+2\pi x/T$ и $-2\pi x/T$ (различные знаки обоснованы соответствующими направлениями дифракции относительно направления перемещения). Здесь x — это величина перемещения кодирующей шкалы относительно измерительной головки в направлении оси Ox внутри периода T ($x < T$). Затем обе волны снова претерпевают дифракцию на анализирующей шкале в точке D. Волна в +1 порядке при последней дифракции, и прошедшая часть второй волны интерферируют, формируя бесконечную полосу на приемнике излучения 2. Фазы интерферирующих волн складываются так, что фазовый вклад от смещения кодирующей шкалы составляет $4\pi x/T$. Так формируется сигнал 2.

Аналогичным образом формируется сигнал 3. Но в силу других рабочих точек в канале 3 (точки В и Е вместо точек В и С), наличие угла между измерительными шкалами может повлечь внесение дополнительной разности фаз между 2 и 3 каналами в силу ошибки симметрии схемы. Поэтому с помощью юстировки оптической схемы, мы добиваемся разности фаз $\pi/2$ между сигналами 2 и 3, и таким образом формируем пару квадратурных сигналов. Однако, изменение угла

между дифракционными решетками при смещении измерительной головки вдоль шкалы ведет к нестабильности этой компоненты разности фаз квадратурных сигналов.

Если фактор заполнения анализирующей дифракционной решетки отличается от 0,5 (ширина канавки не равна половине периода $T/2$), то постоянная компонента фазы интерференционной полосы появляется также в канале 2. Величина этой компоненты зависит от параметров микрорельефа и вносится со второй волной при прохождении точки D.

В силу симметрии схемы, нет постоянной разности фаз между сигналами 2 и 3.

Сигнал 1 формируется аналогично сигналу 2: одна из интерферирующих волн проходит через точку D на анализирующей шкале, вторая же дифрагирует, внося такую же постоянную фазовую компоненту в распределение бесконечной полосы, но с противоположным знаком.

Суммарная разность фаз между сигналами 1 и 2 равна сумме сдвигов фаз, приобретаемых двумя волнами при прохождении измерительной головки. Для каналов 1 и 2 рабочие точки дифракции на кодирующей шкале аналогичны каналам 3 и 4, поэтому нет серьезной зависимости разности фаз квадратурных сигналов от юстировки схемы датчика линейных перемещений.

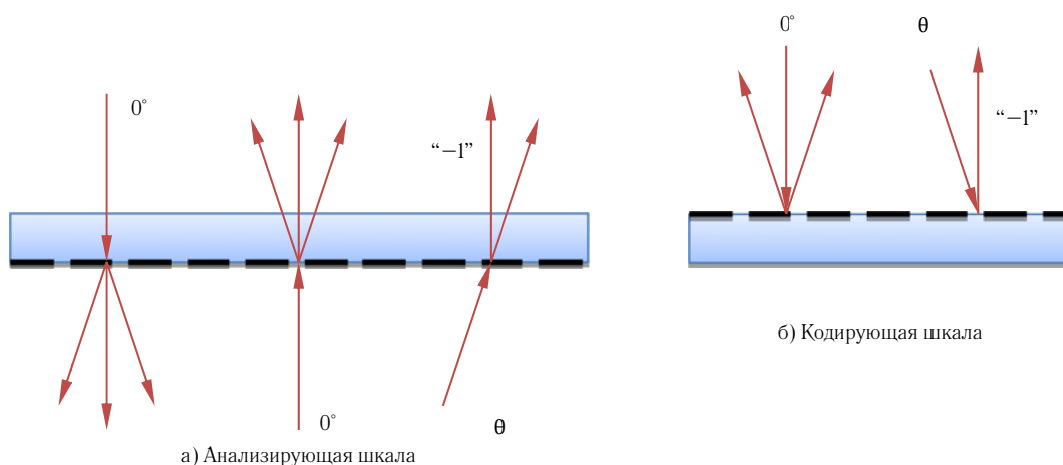


Рис. 3. Используемые в схеме порядки дифракции

При определении значения перемещений, используя область экстремума интерференционного сигнала, обеспечивается очень низкое разрешение, как показано на рис. 2. Для того, чтобы увеличить разрешение энкодера и распознать направление перемещения, необходимо, как минимум, два измерительных сигнала, формирующих квадратурную пару (синусоидальный SIN и косинусоидальный COS) [4].

Датчик, где определение перемещений основано на сигналах 2 и 3, использует три рабочие точки дифракции на кодирующей шкале, рассогласованные на некоторую величину. Это ограничивает возможности минимизации габаритов по измерительной шкале. Как показали предшествующие исследования [1], допустимый угол относительного поворота шкал составляет $10''$ для датчиков, использующих поворот при первичной юстировке для получения квадратурных сигналов. Это накладывает высокие требования на параметры юстировки шкал.

Мы предлагаем использовать в качестве анализирующей шкалы дифракционные решетки с фактором заполнения, отличным от 0,5 и необходимой высоты микрорельефа. Это позволит уменьшить зависимость формы квадратурных сигналов в каналах 1 и 2, а также зависимость разности фаз от юстировочных погрешностей оптической системы. Современная электронно-лучевая литография позволяет изготовить дифракционные решетки с такими специфическими параметрами. Дополнительно, это позволит уменьшить рабочую область кодирующей шкалы.

2. Теоретические исследования

В ходе теоретических исследований мы провели математическое моделирование и с использованием метода Фурье-мод для анализа распространения электромагнитных волн, преобразованных структурированной средой или метаповерхностью. Моделирование проводилось для поверхностей с прямоугольным, синусоидальным и треугольным профилями (полученные литографическим, голографическим и нарезным методами соответственно).

Как показано на оптической схеме на рис. 1, две оптические волны, формирующие интерференционный сигнал на приемнике излучения 4, проходят следующие оптические пути. Первая волна проходит анализирующую шкалу в точке А, и дифрагирует на кодирующей шкале в точке В, затем второй раз проходит анализирующую шкалу в точке D. Вторая волна дифрагирует на анализирующей шкале в точке А, затем дифрагирует на кодирующей шкале в точке С и снова на анализирующей шкале в точке D. Обе волны дифрагируют на кодирующей шкале (одна падает по нормали, другая под углом θ), но первая дважды проходит в нулевом порядке, а вторая дважды дифрагирует на анализирующей шкале.

Это усложняет условия обеспечения достаточного контраста для пары сигналов в схеме. Для максимизации контраста интерференционного сигнала, интенсивности обеих оптических волн должны быть равны. Значит, условия для энергетических характеристик следующие.

$$\tau_n(0^\circ)\eta_s(0^\circ)\tau_n(\theta) = \eta_n(0^\circ)\eta_s(\theta)\eta_n(\theta),$$

где τ — коэффициент пропускания, η — дифракционная эффективность, индекс Н (head) относится к анализирующей шкале, расположенной в измерительной головке, индекс S (scale) к кодирующей шкале.

Все возможные случаи преобразования излучения дифракционными решетками в схеме датчика линейных перемещений показаны на рис. 3.

График на рис. 4 иллюстрирует расчётные зависимости дифракционной эффективности η для нормального падения и падения под углом θ в зависимости от высоты профиля рельефа h , соответственно условиям применения в схеме (рис. 3). Как видно из графика, оптимальная величина высоты профиля составляет $h = 170 \pm 20$ нм для измерительной шкалы периодом $T = 1$ мкм. В этом случае дифракционная эффективность достигает $\eta = 0,45$. Кроме того, дифракционная эффективность для нормального падения и для паде-

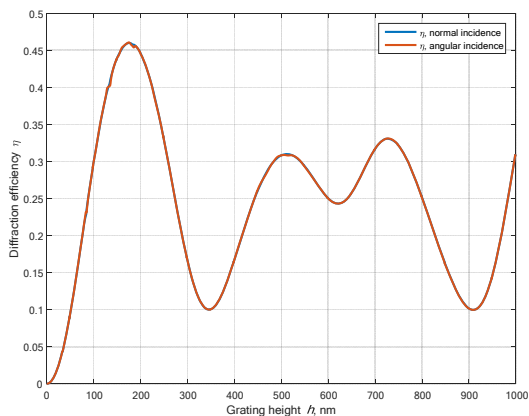


Рис. 4. Энергетические характеристики отражательной прямоугольной (литографической) дифракционной решетки

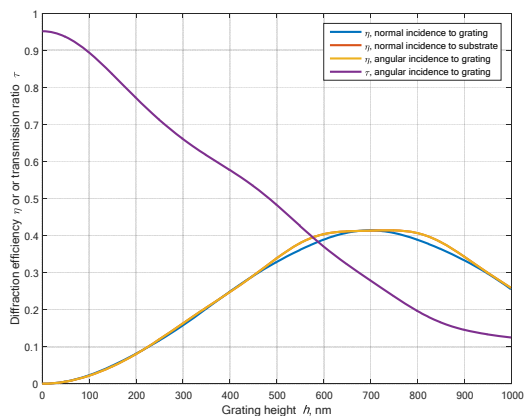


Рис. 5. Энергетические характеристики пропускающей прямоугольной (литографической) дифракционной решетки

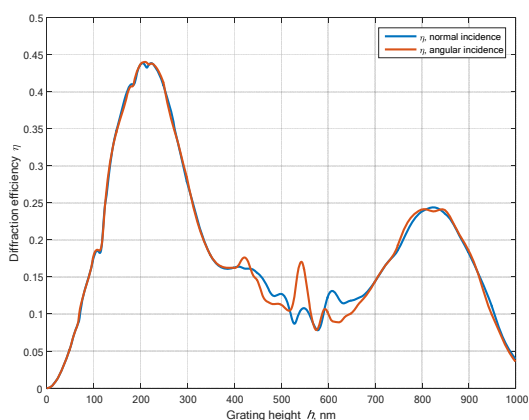


Рис. 6. Энергетические характеристики отражательной синусоидальной (голографической) дифракционной решетки

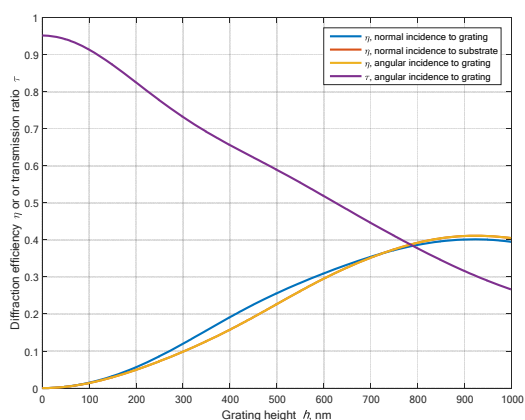


Рис. 7. Энергетические характеристики пропускающей синусоидальной (голографической) дифракционной решетки

ния под углом θ равны для всех высот, поэтому кодирующая шкала не влияет на контраст интерференционного сигнала.

График на рис. 5 иллюстрирует расчётные зависимости дифракционной эффективности η для рабочих порядков и коэффициент пропускания τ в зависимости от высоты профиля рельефа h для анализирующей шкалы. Из графика видно, что требуется высота профиля рельефа 600 нм, что технологически сложно обеспечивается для прямоугольных решеток периодом 1 мкм.

График на рис. 6 иллюстрирует энергетические характеристики для отражательной синусоидальной (голографической) решетки, очень схожие с представленными на рис. 4. Оптимальная высота составляет около 210 ± 20 нм.

Энергетические характеристики пропускающей синусоидальной (голографической) решетки, показанные на рис. 7, аналогичны характеристикам, полученным для прямоугольного профиля. Оптимальная высота в данном случае составляет более 800 нм, чего практически невозможно достичь при репликации.

Проведенное моделирование показывает, что анализирующая и кодирующая шкалы должны иметь

разную высоту профиля при одинаковой величине периода. Во-первых, можно было бы предложить изготовить анализирующую и кодирующую шкалы в виде копий с одной мастер-решетки. Это позволит обеспечить совпадающий микрорельеф измерительных шкал выполнить высокие требования равенства периода, но это невозможно. Анализирующая шкала должна иметь большую высоту, что удорожит процесс изготовления, и обеспечение требуемого фактора заполнения уходит на второй план.

3. Экспериментальные исследования

Для проведения экспериментальных исследований мы разработали интерференционный датчик линейных перемещений на основе стандартной оптической схемы, показанной на рис. 8. В первой итерации эксперимента в качестве анализирующей шкалы была использована симметричная дифракционная (с фактором заполнения 0,5). В этом случае путем оптической системы мы добиваемся нужной разности фаз для пары квадратурных сигналов в каналах 2 и 3, показанных на рис. 9. Фигура Лиссажу, построенная по этим сигналам и выведенная на экран осциллографа, также показана на рис. 9.



Рис. 8. Фотография макета датчика линейных перемещений

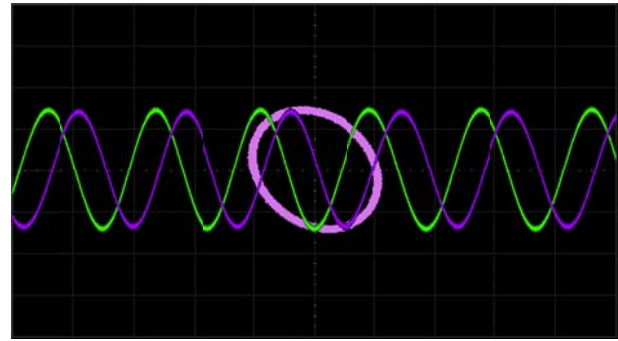


Рис. 9. Квадратурные сигналы, полученные с помощью стандартной схемы

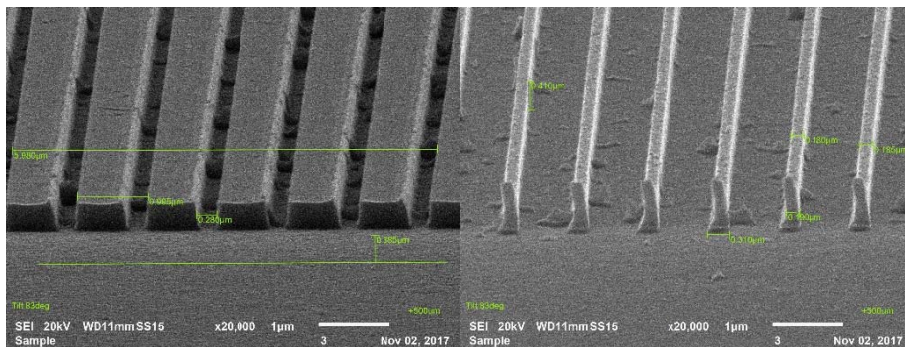


Рис. 10. Изображения анализирующих шкал, полученные с электронного микроскопа с фактором заполнения 0,25 и 0,75

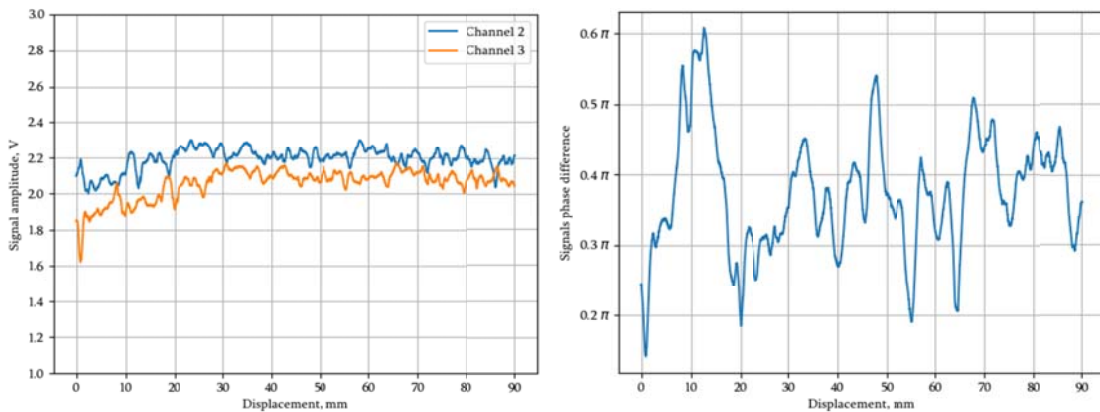


Рис. 11. Измеренные амплитуды и разность фаз квадратурных сигналов в 1 и 2 каналах при использовании стандартных решеток в измерительной головке

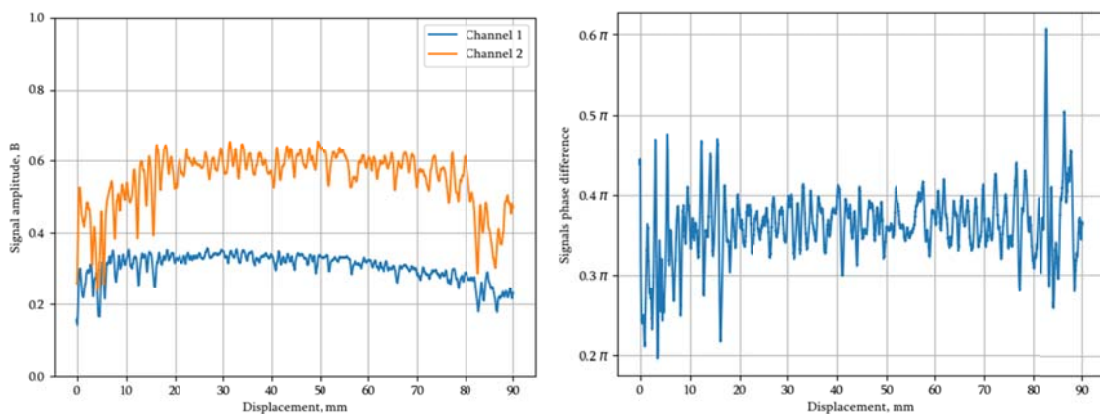


Рис. 12. Измеренные амплитуды и разность фаз квадратурных сигналов в 1 и 2 каналах при использовании структурированных решеток в измерительной головке

На второй итерации эксперимента, мы изготовили анализирующие шкалы с различным фактором заполнения, как показано на рис. 10, и установили их в систему датчика линейных перемещений. Параметры этих образцов: период $1 \text{ мкм} \pm 3 \text{ нм}$, высота $400 \pm 50 \text{ нм}$, фактор заполнения 0,25 и 0,75. В этом случае удалось реализовать требуемую разность фаз пары квадратурных сигналов в каналах 1 и 2.

Для каждой из итераций эксперимента измерительная головка перемещалась вдоль кодирующей шкалы и были получены выходные данные в виде квадратурных сигналов. При анализе результатов мы вычисляли экстремумы полученных сигналов, их амплитуды и разности фаз между ними, как показано на рис. 11 и 12 соответственно первой и второй итерациям.

Заключение

Использование дифракционной решетки с особыми параметрами микрорельефа в измерительной головке датчика линейных перемещений позволяет нам: 1) уменьшить размеры рабочей зоны на измерительной шкале, 2) уменьшить зависимость разрешения и погрешности измерения от неточностей юстировки измерительной головки относительно шкалы, 3) снизить требования к относительному углу расположения измерительной головки и шкалы и 4) добиться высокой стабильности квадратурных сигналов перемещения (то есть достичь высокого разрешения и низкой погрешности) в процессе измерения.

Благодарности

Работа выполнена в МГТУ им. Н. Э. Баумана при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках проекта государственного заказа № 3.2236.2017/4.6.

Список источников

- [1] **Zherdev, A. Y.** Optical position encoder based on four-section diffraction grating / A. Y. Zherdev, S. B. Odinokov, D. S. Lushnikov, V. V. Markin, O. A. Gurylev, M. V. Shishova // SPIE Conference Proceeding. — 2017. — Vol. 10233. — P. 102331I.
- [2] **Lushnikov, D. S.** The small-sized ultraprecision sensor for measuring linear displacements / D. S. Lushnikov, A. Y. Zherdev, S. B. Odinokov, V. V. Markin, O. A. Gurylev, M. V. Shishova // SPIE Conference Proceeding. — 2017. — Vol. 10329. — P. 103293E. — DOI: 10.1117/12.2269712.
- [3] **Shishova, M. V.** Mathematical modeling of signal transfer process into linear displacement encoder optical system / M. V. Shishova, S. B. Odinokov, D. S. Lushnikov, A. Y. Zherdev, O. A. Gurylev // Procedia Engineering. — 2017. — Vol. 201. — P. 623–629. — DOI: 10.1016/j.proeng.2017.09.676.
- [4] **Gao, W.** Measurement technologies for precision positioning / W. Gao, S. W. Kim, H. Bosse, H. Haitjema, Y. L. Chen, X. D. Lu, W. Knapp, A. Weckenmann, W. T. Estler, H. Kunzmann // CIRP Annals: Manufacturing Technology. — 2015. — Vol. 64. — № 2. — P. 773–796.
- [5] **Munnig Schmidt, R.** Ultra-precision engineering in lithographic exposure equipment for the semiconductor industry / Robert-H. Munnig Schmidt // Phil. Trans. R. Soc. A. — 2012. — № 370. — P. 3950–3972. — DOI: 10.1098/rsta.2011.0054.
- [6] **Rozman, J.** Linear Optical Encoder System with Sinusoidal Signal Distortion Below –60 dB / J. Rozman, A. Pleteršek // IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement. — 2010. — Vol. 59. — № 6.
- [7] **Teimel, A.** Technology and applications of grating interferometers in high-precision measurement / A. Teimel // Precision Engineering. — 1992. — Vol. 14. — № 3. — P. 147–153.
- [8] **Li, X.** Fabrication of scale gratings for surface encoders by using laser interference lithography with 405 nm laser diodes / X. Li, Y. Shimizu, S. Ito et al. // Int. J. Precis. Eng. Manuf. — 2013. — Vol. 14. — Is. II. — P. 1979–1988. — DOI: 10.1007/s12541-013-0269-6.
- [9] **Fan, S.** A study on the fabrication of main scale of linear encoder using continuous roller imprint method / S. Fan, Y. Shi, L. Yin, L. Feng, H. Liu // SPIE Proceedings. — 2013. — Vol. 8916. — P. 3W.

Optical Position Encoder based on Structured Head Diffraction rating

A. Y. Zherdev, S. B. Odinokov, D. S. Lushnikov, V. V. Markin, M. V. Shishova
Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

Optical position encoders working according to the interference method consists of a measurement scale and a measuring head moving along each other. The scale has a reflection diffraction grating on its surface and the measuring head has a transmission diffraction grating with same period inside. Laser light passing and diffracting through these two gratings creates an interference signal on an optical detector. Decoding of the interference signal phase allows to determinate current position. Known optical position encoders use complex optical schemes and some phase optical elements to form several quadrature signals with different phase for higher encoder accuracy. Previously we researched such kind of schemes [1, 2]. In this paper we propose to use a common optical scheme without phase elements but with a complex structured measuring head grating for this purpose to simplify an optical scheme and alignment requirements. The optical scheme of position encoder based on measuring head grating with specific structure is research and described in this paper.

Keywords: Optical position encoder, Optical displacement sensor, Precision position sensor, Linear encoder, Diffraction grating.

24. Дифракционная эффективность решеток с ошибками профиля рельефа

М. В. Шишова, А. Ю. Жердев, Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин

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

В работе исследуются высокочастотные дифракционные решетки с определенными ошибками профиля рельефа из-за технологических особенностей изготовления. Для описания данных ошибок проанализированы профили тестовых образцов. Линейная модуляция периода или неточность стыковки фреймов оказывают существенное влияние на дифракционную эффективность или даже могут привести к функциональным сбоям. Для анализа потерь дифракционной эффективности в связи с присутствием внутри периода различных ошибок профиля проведено моделирование дифракции монохроматической волны на высокочастотных фазовых дифракционных решетках.

Ключевые слова: Дифракционные решетки, Дифракционная эффективность.

Цитирование: Шишова, М. В. Дифракционная эффективность решеток с ошибками профиля рельефа / М. В. Шишова, А. Ю. Жердев, Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 109–114.

Введение

Интерферометрические датчики линейных перемещений формируют квадратурные сигналы перемещения с помощью двух фазовых дифракционных решеток [1, 2]. Пропускающая дифракционная решетка расположена в измерительной головке датчика и называется анализирующей шкалой. Она выполняет функцию делителя по амплитуде, а также перенаправляет излучение на фотоприемники. От формы профиля рельефа анализирующей шкалы зависит результирующая разность фаз между интерференционными сигналами перемещений или квадратурными сигналами. Отражающая дифракционная решетка называется кодирующей шкалой, так как отвечает за модуляцию сигнала в процессе перемещения. Качество выполнения этих шкал существенно влияет на результирующее разрешение датчика линейных перемещений.

В последние годы совершенствование процесса изготовления дифракционных решеток для датчиков линейных перемещений стало своеобразной тенденцией в этой области исследования [1–4]. Мастер образцы измерительных шкал можно изготавливать нарезным, голографическим или литографическим методами. У каждого есть свои достоинства и недостатки, но в любом из случаев технологические возможности метода должны обеспечивать минимальное отклонение периода дифракционных структур. Электронно-лучевая литография позволяет получить профили в форме меандра с определенным фактором заполнения и высотой. Такая реализация рельефа необходима для анализирующей шкалы, чтобы в итоге обеспечить разность фаз в квадратурных сигналах.

В работе представлено моделирование дифракции на пропускающих фазовых дифракционных решетках. На его основе проведена количественная оценка потерь дифракционной эффективности из-за присутствия ошибок в профиле решеток. Для постановки задачи на моделирование и описания характерных ошибок профиля на внутри периода исследованы образцы дифракционных решеток, полученные методом электронно-лучевой литографии.

1. Литографические дифракционные решетки

Электронно-лучевая литография в основном применяется для изготовления электронных компонентов микро- и наномасштаба, но также и для получения дифракционных оптических компонентов, когда требуется высокое разрешение. Литографы позволяют формировать рельефы с топологическими особенностями размером до 10 нм. Но несмотря на высокое разрешение, в структуре проявленного дифракционного элемента присутствуют определённые дефекты, в частности несоответствие профиля рельефа желаемому. В данной работе рассматриваются фазовые дифракционные решетки с ошибочным рельефом, проводится моделирование дифракции и исследуется влияние присутствия определенных ошибок на дифракционную эффективность. Стоит отметить, что большинство ряд дефектов, к примеру, линейная модуляция периода, появляются в структуре в процессе записи и могут быть скорректированы после тестов.

Рассмотрим общие возможности современных литографов на примере характеристик системы Raith Voyager [5], которая главным образом используется для изготовления дифракционных оптических элементов, защитных оптических элементов и изготовления полупроводниковых устройств. Прямая высокоскоростная запись литографа позволяет обеспечить разрешение до 10 нм на периодах до 40 нм при ускоряющем напряжении электронного пучка от 10 до 50 кВ, токе от 50 пА до 40 нА, с минимальной адресной сеткой до 0,5 нм в поле 500 мкм. При этом максимальная зона экспозиции составляет 500 мкм² с возможностью фокусировки фокуса в реальном времени. Для дифракционных элементов особо важно минимизировать ошибку стыковки фреймов записи: для рассматриваемого литографа эта величина составляет 25 нм (+3 σ) в поле 100 мкм² и 35 нм (+3 σ) в поле 500 мкм². Выполнение представленных предельных условий на практике позволяет изготовить дифракционные структуры с неразличимыми фреймами и высоким постоянством периода.

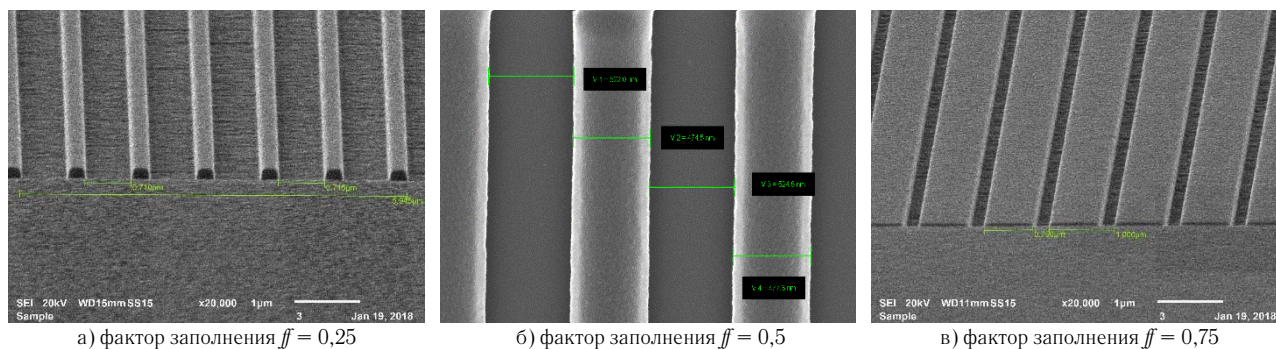
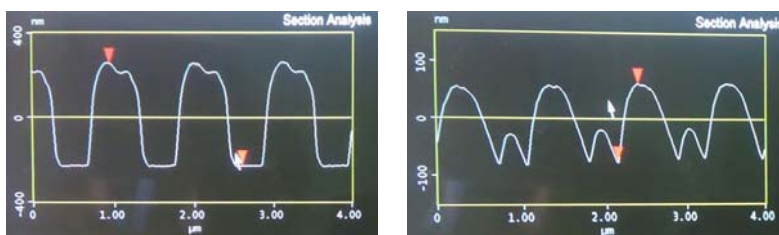
а) фактор заполнения $ff = 0,25$ б) фактор заполнения $ff = 0,5$ в) фактор заполнения $ff = 0,75$

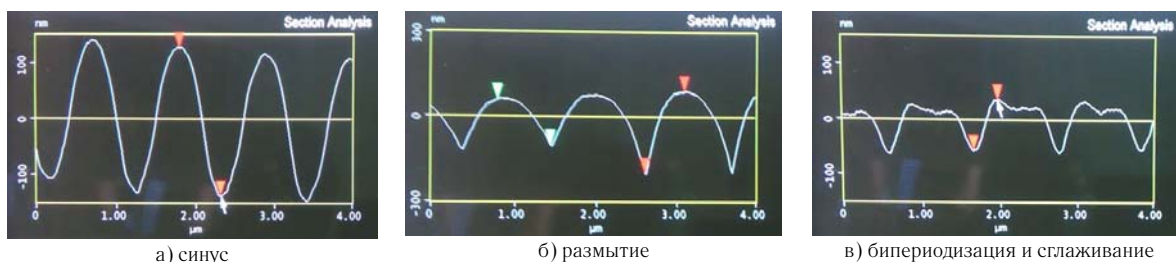
Рис. 1. Изображение образцов литографических решеток высокого качества



а) бипериодизация в зоне выступов

б) бипериодизация в зоне впадин

Рис. 2. Профилограммы, иллюстрирующие ошибку бипериодизации



а) синус

б) размытие

в) бипериодизация и сглаживание

Рис. 3. АСМ профилограммы, иллюстрирующие размытие рельефа

Тестовый анализ режимов работы литографа при нанесении $64,5 \pm 1$ нм слоя ПММА на пластинку диаметром 100 мм, позволяет оценить интегральную ошибку периода дифракционной решетки в рабочем поле и время, необходимое для записи.

1) Отклонение одного края канавки при токе 2 нА не больше 20 нм или ± 10 нм. Поэтому, погрешность ширины канавки составляет ± 20 нм, что практически соответствует предельным характеристикам литографа. Приблизительное время экспозиции зоны 15×5 мм² при таком токе составляет 30–40 часов.

2) Отклонение одного края канавки при токе 10 нА не больше 30 нм или ± 15 нм. Поэтому, погрешность ширины канавки составляет ± 30 нм. Приблизительное время экспозиции зоны 15×5 мм² при таком токе составляет 15–25 часов.

Изображения на рис. 1, полученные с помощью электронного микроскопа, иллюстрируют литографические дифракционные решетки с разным фактором заполнения ff («fill factor» — отношение ширины выступа в величине периода). Показанные образцы обладают высоким качеством: фреймы не различимы, погрешность ширины линии составляет около ± 20 нм. Данные дифракционные решетки изготовлены с на кремниевой подложке.

Таким образом современные литографические системы обладают широкими возможностями для изготовления дифракционных элементов, но прецизионность и масштабность дифракционных элементов требуют значительных временных и материальных ресурсов.

2. Типы ошибок профиля

Кроме ошибок стыковки фреймов, литографические решетки обладают локальными отклонениями профиля от желаемой формы. Они образуются как во время экспозиции, так и при последующем проявлении. Такие ошибки профиля в общем можно охарактеризовать как бипериодизация и сглаживание. На рис. 2 и 3 показаны профилограммы подобных рельефов, полученные с помощью атомно-силовой микроскопии. Исследуемые здесь образцы дифракционных решеток выполнены на стеклянной подложке. Проявление того или иного отклонения непосредственно связано с характеристиками электронного резиста и типом подложки.

Ошибка бипериодизации определяется как присутствие добавочной периодизации в зоне выступов (рис. 3а) или в зоне впадин (рис. 3б). Ошибка сглаживания рельефа относится к размытию границ штриха с приближением формы к синусоидальной (рис. 4а), а

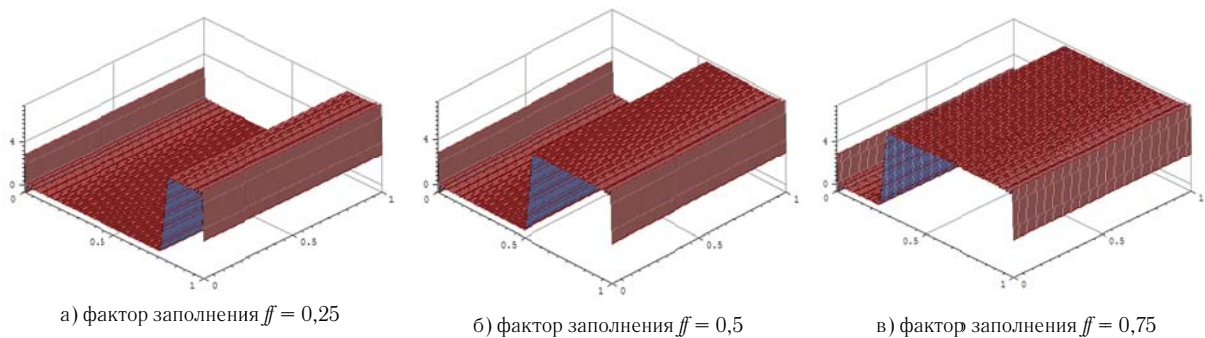


Рис. 4. Модель бинарного профиля с различным фактором заполнения

также с разрушением зоны канавок (рис. 4б). Последнее приближает рельеф к форме модуля синуса, при этом на длине нескольких периодов может наблюдаться модуляция высоты.

Исследование характеристик дифракционной эффективности решеток с описанными ошибками профиля рельефа проводится с помощью моделирования. Проводится сравнение полученных зависимостей с аналогичными для бинарного профиля. Отклонения профиля рельефа закладываются при формировании задачи: в случае бипериодизации высота добавочной структуры в зоне впадин составляет около 10 % от общей высоты профиля и 20 % в зоне выступов. При размытии рельефа профиль представляется как синусоидальный, а также рассматриваются два случая с разрушением зоны канавок внутри одного периода и с линейной модуляцией высоты на протяжении трех периодов.

3. Моделирование

Численное решение прямой задачи проводилось с использованием программного обеспечения MC Grating на основе метода Шандезона [7, 8], подходящего для моделирования решеток с гладким профилем. К анализу представляются зависимости дифракционной эффективности для 0-го (η_0) и ± 1 -го порядков дифракции (η_1) от высоты профиля рельефа h в диапазоне от 50 до 650 нм для периода 1 мкм и освещении полосокой монохроматической волной с длиной волны 660 нм. Предполагается, что +1 и -1 обладают равной эффективностью в силу высокой степени симметрии профиля.

Сначала проводится моделирование бинарного профиля для получения желаемых зависимостей, относительно которых будет осуществляться сравнение. На рис. 4 показаны профили решетки с различным фактором заполнения ff : 0,25; 0,5 и 0,75. Моделируемые дифракционные решетки соответствуют экспериментальным тестовым образцам, показанным на рис. 1.

Полученные зависимости для бинарных геометрий профиля показаны на рис. 5. Все три характеристики имеют одинаковый вид: $\eta_1(h)$ увеличивается при увеличении высоты и $\eta_0(h)$ соответственно уменьшается. Для симметричного профиля $ff = 0,5$ (рис. 4б) характеристики дифракционной эффективности для нулевого и первых порядков пересекаются в точке

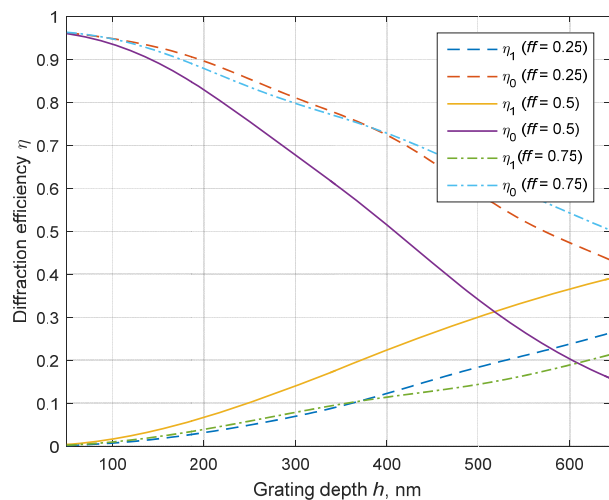
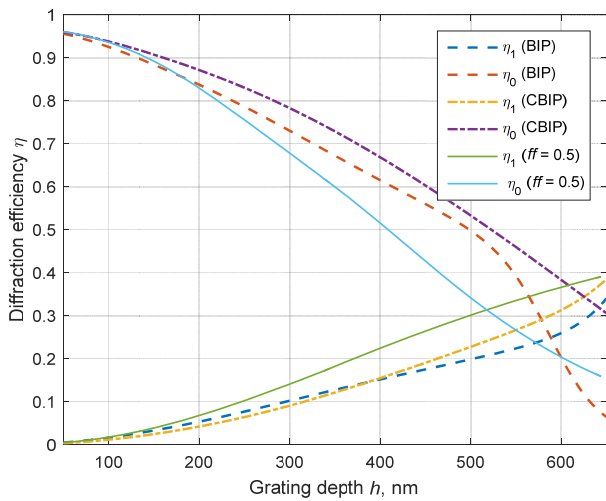


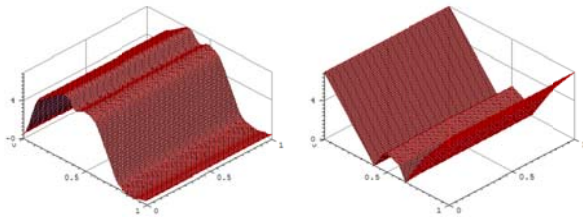
Рис. 1. Зависимость дифракционной эффективности от высоты профиля рельефа для бинарной решетки с различным фактором заполнения

$h_{opt} = 518$ нм, будем называть это значение оптимальной высотой, так как при нем обеспечивается равномерное распределение энергии в порядки дифракции: $\eta(h_{opt}) = 31,5$ %. Для рельефов с другими рассматриваемыми факторами заполнения $ff = 0,25$ (рис. 4а) и $ff = 0,75$ (рис. 4в) $\eta_0(h)$ выше и $\eta_1(h)$ ниже соответствующих характеристик для симметричного профиля, как показано на рис. 5. Для сравнения дифракционной эффективности для принятой высоты h_{opt} . В случае, когда $ff = 0,25$, $\eta_0(h_{opt}) = 56,4$ % и $\eta_1(h_{opt}) = 19,4$ %; в случае, когда $ff = 0,75$, $\eta_0(h_{opt}) = 62$ % и $\eta_1(h_{opt}) = 15,1$ %.

Результаты моделирования поведения дифракционной эффективности в присутствии бипериодизации показаны на рис. 6. На графике описанные выше отклонения названы: VIP (biperiodization) для зоны выступов (рис. 2а) и СВIP (biperiodization in cavity zone) для бипериодизации в зоне впадин (рис. 2б). Для обоих случаев, оптимальная точка сдвигается в область более глубоких профилей: 588 нм и 24,9 % для дополнительной периодизации в зоне выступов; 625 нм и 34,4 % для периодизации в зоне канавок. Это также связано с уменьшением ширины канавок. В сравнении с симметричным профилем для ошибки VIP $\eta_0(h_{opt}) = 62$ % и $\eta_1(h_{opt}) = 15,1$ %; для ошибки СВIP $\eta_0(h_{opt}) = 50,5$ % и $\eta_1(h_{opt}) = 24$ %.



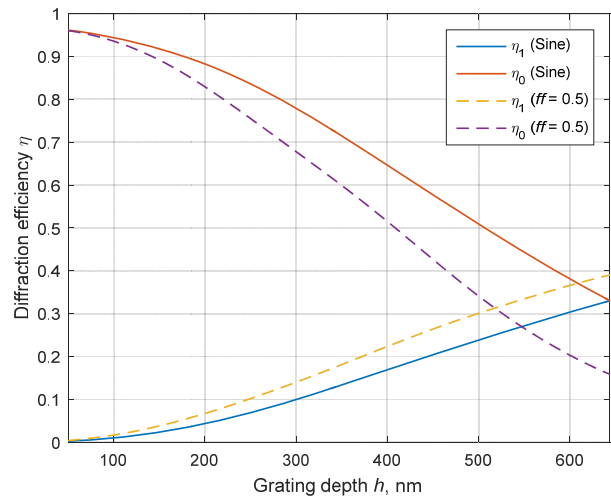
а)



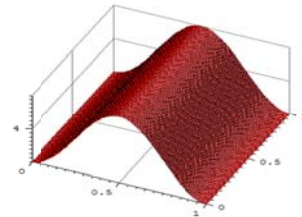
б) BIP

в) CBIP

Рис 2. Зависимость дифракционной эффективности от профиля рельефа при наличии добавочной периодизации в зоне выступов (BIP) или в зоне впадин (CBIP)



а)



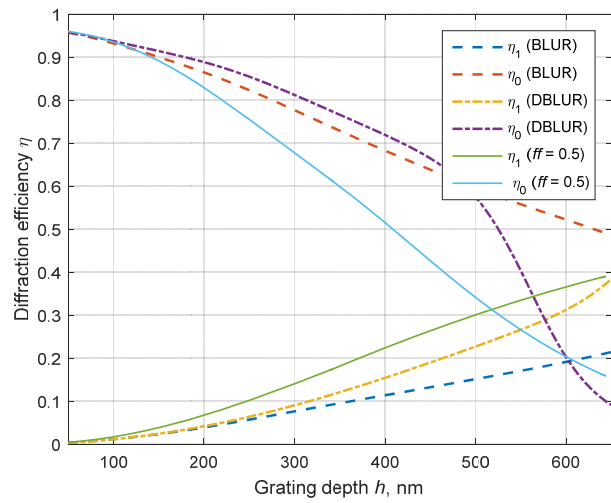
б) SIN

Рис 3. Зависимость дифракционной эффективности от высоты для прямоугольного и синусоидального профилей

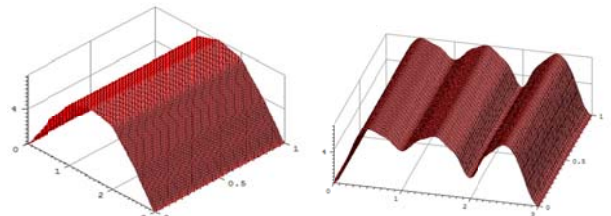
Далее проведено моделирование для синусоидального профиля рельефа. На рис. 7 показано изменение дифракционной эффективности при аппроксимации симметричного бинарного профиля синусоидальным. Тип ошибки назовем SIN. Оптимальная точка также смещается в область глубоких рельефов с технологически нереализуемой высотой: 645 нм обеспечивает дифракционную эффективность 33 %.

Последним проводится моделирование для описанных ошибок сглаживания рельефа в пределах одного периода и с линейной модуляцией высоты (рис. 8). Функции профилей соответствуют представленным на рис. 3б: BLUR (blurring) для деструктуризации впадин и DBLUR (depth blurring) для аналогичного разрушения структуры, но с модуляцией высоты профиля на протяжении трех периодов.

Присутствие описанных ошибок приводит к смещения оптимальной высоты профиля в сторону ее увеличения: глубина дифракционной решетки становится равной 577 нм и дифракционная эффективность уменьшается до 29 % для ошибки типа BLUR. Для ошибки типа DBLUR, характеристики дифракционной эффективности теряют пересечение. При сравнении с бинарным профилем с фактором заполнения $ff = 0,5$ для BLUR типа ошибок $\eta_0(h_{opt}) = 52,4 \%$ и $\eta_1(h_{opt}) = 24,1 \%$; для DBLUR типа ошибок $\eta_0(h_{opt}) = 58,2 \%$ и $\eta_1(h_{opt}) = 15,8 \%$. Эти характеристики приближены к случаю моделирования при задании профиля с фактором заполнения $ff = 0,75$.



а)



б) BLUR

в) DBLUR

Рис. 4. Зависимость дифракционной эффективности от профиля рельефа при разрушении структуры впадин (BLUR) и при аналогичном сглаживании с модуляцией глубины на трех периодах (DBLUR)

Табл. 1. Результаты оценки потерь дифракционной эффективности

| Тип рельефа | Параметр оценки | | | | | |
|---|--|--|---|---------------|---|---------------|
| | Дифракционная эффективность в 0-ом порядке $\eta_0(h_{opt})$, % | Дифракционная эффективность в 1-ом порядке $\eta_1(h_{opt})$, % | Отклонение дифракционной эффективности в 0-ом порядке $\Delta\eta_0(h_{opt})$ | | Отклонение дифракционной эффективности в 1-ом порядке $\Delta\eta_1(h_{opt})$ | |
| | | | Абсолютное, % | Относительное | Абсолютное, % | Относительное |
| Бинарный профиль $ff = 0,5$ | 31,5 | 31,5 | — | — | — | — |
| Бинарный профиль $ff = 0,25$ | 56,4 | 19,4 | 24,9 | 0,79 | 12,1 | 0,38 |
| Бинарный профиль $ff = 0,75$ | 62,0 | 15,1 | 30,5 | 0,97 | 16,4 | 0,52 |
| Бипериодизация выступов VIP | 47,0 | 20,5 | 15,5 | 0,49 | 11,0 | 0,35 |
| Бипериодизация впадин CBIP | 50,5 | 24,0 | 19,0 | 0,60 | 7,5 | 0,24 |
| Синусоидальное сглаживание SIN | 48,5 | 25,1 | 17,0 | 0,54 | 6,4 | 0,20 |
| Разрушение канавок BLUR | 52,4 | 24,1 | 20,9 | 0,66 | 7,4 | 0,23 |
| Разрушение канавок с модуляцией глубины DBLUR | 58,2 | 15,8 | 26,7 | 0,84 | 15,7 | 0,50 |

Заключение

Литографический метод обладает большими возможностями при изготовлении фазовых периодических структур, обеспечивая постоянство периода и высокую точность рельефа. Тем не менее, технологический процесс вносит определённые ошибки в форму профиля. Моделирование, представленное в данной работе позволяет оценить потери, возникающие при дополнительной периодизации дифракционных структур и сглаживании профиля.

В табл. 1 представлены результаты количественной оценки после моделирования дифракции в присутствии различных ошибок профиля. Сравнение дифракционных эффективностей проводилось относительно симметричного прямоугольного профиля для выбранного значения высоты рельефа (518 нм).

Моделирование дифракции на решетках с локальными ошибками формы профиля подтвердило, что

описанные структуры можно применять по назначению, предполагая снижение дифракционной эффективности. В различных случаях при сглаживании профиля, потере структуры впадин и появлении дополнительной периодизации, наблюдаются существенные потери эффективности как в нулевом, так и в первых максимумах, количественно представленные в табл. 1. Потери дифракционной эффективности в первом порядке достигают 84 % в относительной мере. Сглаживание прямоугольного профиля с приближением к синусоидальной форме оказывает наименьшее влияние на эффективность.

Благодарность

Благодарность лаборатории Функциональные микро и нанолографические системы, а также ФГУП «НТЦ «Атлас» за возможность экспериментального исследования образцов дифракционных решеток.

Список источников

- [1] Hausotte T. Interference signal demodulation for nanopositioning and nanomeasuring machines / T. Hausotte, B. Percle, U. Gerhardt, D. Dontsov, E. Manske and G. Jäger // Meas. Sci. Technol. — 2012. — Vol. 23, 074004, 8 pp. — DOI: 10.1088/0957-0233/23/7/074004.
- [2] Shishova M. V. Mathematical modeling of signal transfer process into linear displacement encoder optical system / M. V. Shishova, S. B. Odinkov, D. S. Lushnikov, A. Y. Zherdev, O. A. Gurylev // Procedia Engineering. — 2017. — Vol. 201. — P. 623–629. — DOI: 10.1016/j.proeng.2017.09.676.
- [3] Gao W. Measurement technologies for precision positioning / W. Gao, S. W. Kim, H. Bosse, H. Haitjema, Y. L. Chen, X. D. Lu, W. Knapp, A. Weckenmann, W. T. Estler, H. Kunzmann // CIRP Annals: Manufacturing Technology. — 2015. — Vol. 64. — № 2. — P. 773–796.
- [4] Munnig Schmidt R. Ultra-precision engineering in lithographic exposure equipment for the semiconductor industry / R. Munnig Schmidt // Phil. Trans. R. Soc. A. — 2012. — No. 370. — P. 3950–3972.
- [5] Electron beam lithography system VOYAGER / URL: <https://www.raith.com/products/voyager.html> (Дата обращения 08.06.18)
- [6] Li X. Analysis of signal distortion caused by opening ratio variation of main scale and index scale in linear encoder / X. Li, L. Yin, Y. Shi, G. Ye, H. Yu, and H. Liu // Advanced Materials Research. — 2013. — Vols. 712–715. — P. 1833–1837.
- [7] Fan S. A study on the fabrication of main scale of linear encoder using continuous roller imprint method / S. Fan, Y. Shi, L. Yin, L. Feng, and H. Liu // SPIE Proceedings. — Vol. 8916, 3W. — DOI: 10.1117/12.2035762.

- [8] **Chandezon J.** A new theoretical method for diffraction gratings and its numerical application / J. Chandezon, D. Maystre, G. Raoult // J. Optics (Paris). — 1980. — Vol. II. — P. 235–241.
- [9] **Lifeng Li.** Some topics in extending the C method to multilayer gratings of different profiles // Lifeng Li, G. Granet, J. P. Plumey, and J. Chandezon // Pure Appl. Opt. — 1996. — Vol. 5. — P. 141–156.

Diffraction efficiency of the gratings with period cell errors

M. V. Shishova, S. B. Odinokov, D. S. Lushnikov, A. Y. Zherdev
Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

That paper focuses on diffraction gratings with period errors provided by the errors of the electron-beam lithography method. Samples of lithographic phase gratings were tentatively analyzed to describe that technological errors. A small linear modulation of the period or a joint of a frame edges can cause not only diffraction efficiency losses but also functional breakdown. A simulation of the diffraction of a monochromatic wave at the described diffraction phase structures is carried out. Described diffraction gratings are applied in field of linear displacement encoders.

Keywords: E-beam lithography, Diffraction grating, Period error, Diffraction simulation.

25. Влияние спектрально-угловой селективности объемной цветной защитной голограммной стереограммы на процесс восстановления 3D изображения

Д. С. Лушников¹, С. Б. Одинокоев¹, В. В. Маркин¹, А. Ю. Жердев¹, А. В. Смирнов²

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

² АО «НПО «Криптен», Дубна, Россия

В статье представлена двухэтапная схема получения объемных цветных защитных голограммных стереограмм. Данные голограммы являются цифровыми голограммами. На первом этапе производится запись Н1-голограммы. На втором этапе записывается итоговая голограммная стереограмма. При восстановлении 3D изображений с голограммных стереограмм в плоскости зрачков глаз наблюдателя восстанавливается изображение Н1-голограммы. Качество 3D изображений, восстанавливаемых с голограммных стереограмм, напрямую зависит от степени размытия изображения Н1-голограммы. В статье показаны математические расчеты, описывающие влияния спектральной и угловой селективностей объемной цветной защитной голографической стереограммы на процесс восстановления 3D изображений (степень размытия изображения Н1-голограммы). Показано, что получение защитных элементов, таких как флип-флоп эффект, для данного типа голограмм, имеет более выраженный эффект в вертикальной плоскости, чем в горизонтальной. Это связано с большим влиянием спектральной и угловой селективностей в вертикальной плоскости, чем в горизонтальной при восстановлении изображений. Также в статье представлены фотографии изображений, восстановленных с объемной цветной защитной голограммной стереограммы, которые подтверждают корректность представленных расчетов.

Ключевые слова: Защитные голограммы, Стереограммы, 3D изображение.

Цитирование: Лушников, Д. С. Влияние спектрально-угловой селективности объемной цветной защитной голограммной стереограммы на процесс восстановления 3D изображения / Д. С. Лушников, С. Б. Одинокоев, В. В. Маркин, А. Ю. Жердев, А. В. Смирнов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 115–119.

Введение

На рис.1 схематично представлен двухэтапный процесс получения голограммных стереограмм (рис. 1а и 1б), а также процесс восстановления изображения с голограммной стереограммы (рис. 1в). Оптические схемы получения подобных голограмм представлены в [1, 2].

В настоящей статье проведены расчеты для отражательной голограммной стереограммы Н2. При этом приняты следующие обозначения:

- λ — длина волны излучения источника;
- d — период дифракционной структуры, рассматриваемой цветовой составляющей голографического изображения в сечении фотоэмульсионного слоя, параллельном его поверхности (далее — поверхностный период);
- T — толщина фотоэмульсионного слоя;

- d_n — период дифракционной структуры в сечении фотоэмульсионного слоя, перпендикулярном направлению страт в этом слое;

- α_1 и α_2 — соответственно угол падения на голограмму восстанавливающего излучения и угол дифракции восстановленного излучения;

- L — расстояние, с которого рассматривается восстановленное изображение (данное расстояние равно расстоянию от объекта до первичной голограммы Н1);

- t — шаг расположения восстановленных в плоскости наблюдения изображений апертур, соответствующих отдельным ракурсам (далее — апертур ракурсов);

- θ_0 — угол Брэгга или угол скольжения пучка относительно направления страты в фоточувствительной среде при выполнении условия Брэгга;

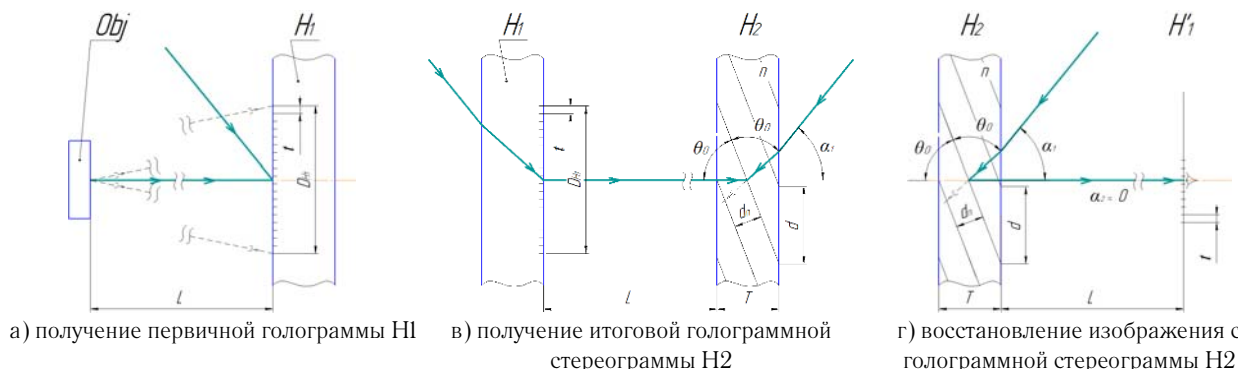


Рис. 1. Этапы получения голограммной стереограммы и восстановление с нее изображения

- δ_θ — значение угловой селективности дифракционной структуры рассматриваемой цветовой составляющей голографического изображения (на уровне 0,5) по параметру θ_0 ;

- δ_α и δ_λ — соответственно значения угловой и спектральной селективностей дифракционной структуры рассматриваемой цветовой составляющей голографического изображения по параметрам α_1 и λ ;

- $D_{\text{НП}}$ — размер зоны, занимаемый всеми апертурами ракурсов, зарегистрированных на первичной голограмме НП.

1. Оценка влияния спектральной и угловой селективностей на качество восстанавливаемого изображения

1.1. Влияние спектральной и угловой селективностей при расчете в меридиональном сечении при записи голограммной стереограммы

Проведено рассмотрение в меридиональном сечении голограммы, на стадии записи голограммы включающем опорный пучок, угол падения которого составляет $\alpha_1 = 45^\circ$, и предметный пучок с углом падения $\alpha_2 = 0^\circ$. На стадии восстановления меридиональное сечение включает восстанавливающий и дифрагированный пучки с теми же углами падения и дифракции (для голограммы без усадки светочувствительного слоя*). Далее, анализ будем проводить для зеленой цветовой составляющей голографического изображения, полученной при $\lambda = 532$ нм, с восстановлением изображения апертур ракурсов в соответствии со схемой записи на расстоянии $L = 400$ мм и расстоянии между апертурами $t = 5$ мм.

Поверхностный период d дифракционной структуры, ответственной за формирование рассматриваемой цветовой составляющей голографического изображения определим из уравнения дифракционной решетки

$$\lambda = d(\sin \alpha_2 - \sin \alpha_1). \quad (1)$$

При принятых значениях параметров получаем $d = 0,75$ мкм.

Для дальнейшего рассмотрения практическое значение имеют параметры δ_α и δ_λ . В [3] приводятся соотношения для δ_λ и δ_θ в виде

$$\delta_\lambda = \frac{\xi_r \lambda^2}{2\pi n T \sin \theta_0} \quad (2)$$

и

$$\delta_\theta = \frac{\delta_\lambda \operatorname{tg} \theta_0}{\lambda} \quad (3)$$

Значение угла Брэгга θ_0 из геометрических соотношений при $\alpha_2 = 0^\circ$ определяется как

$$\theta_0 = 90^\circ - 0,5 \operatorname{arcsin} \frac{\sin \alpha_1}{n}, \quad (4)$$

откуда интересующее нас значение $\delta_\alpha = \delta_{\alpha_1}$ получаем в виде

$$\delta_\alpha = 2n\delta_\theta \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \alpha_1}{n}\right)^2}}{\cos \alpha_1}. \quad (5)$$

При принятых значениях $\xi_r = 1,7$ (определено экспериментально), $n = 1,52$ и $T = 10$ мкм (показатель преломления и толщина фотоэмульсионного слоя ПФГ-03Ц производства «Славич») из (4) получаем $\theta_0 = 76,14^\circ$ и из (2) $\delta_\lambda = 5,2$ нм. Далее из (3) с учетом найденного значения δ_λ получаем $\delta_\theta = 2,3^\circ$ и из (5) $\delta_\alpha = 3,81$ и $\delta_\theta \approx 8,8^\circ$.

1.2. Влияние спектральной и угловой селективностей при расчете в меридиональном сечении восстановления изображения

Рассмотрение визуального восприятия голограммы с записью многоапертурного изображения с учетом полученных значений δ_α и δ_λ изначально приводится в предположении точечного источника восстанавливающего излучения со сплошным спектром излучения. При этом очевидно, что для фиксированного относительного пространственного положения элементов рассмотрения: источник восстанавливающего излучения, центр голограммы, глаза наблюдателя — можно видеть восстановленное изображение в спектральном диапазоне шириной $\Delta_\lambda = \delta_\lambda = 5,2$ нм с центральной длиной волны $\lambda = 532$ нм.

Влияние спектральной селективности. Уширение размера апертуры ракурса. При попадании в глаз излучения всех спектральных составляющих в этом диапазоне оно будет восприниматься наблюдателем как излучение, близкое к монохроматическому, но приведет к наложению в зоне зрачка наблюдателя некоторого дополнительного числа апертур ракурсов N_1 и к соответствующему размытию изображения.

Ввиду относительной малости значения Δ_λ с учетом постоянной величины α_1 из (1) для соответствующего углового сдвига $\Delta\alpha_2$ изображений зрачков можно получить соотношение

$$\Delta\alpha_2 = \Delta_\lambda / d \cos \alpha_2 \quad (6)$$

и с учетом углового расстояния между апертурами

$$\alpha_t = t/L \quad (7)$$

число наблюдаемых наложенных апертур N_1 будет

$$N_1 = \Delta\alpha_2 / \alpha_t. \quad (8)$$

Из (8) с учетом (6) и (7) и при $\cos \alpha_1 \approx 1$ получаем

$$N_1 = \Delta_\lambda L / dt. \quad (9)$$

При принятых ($L = 400$ мм, $t = 5$ мм) и найденных значениях, входящих в (9) величин, получаем $N_1 \approx 0,55$. Таким образом, при использовании для восстановления голографического изображения полихроматического источника излучения в рассматриваемом случае будет иметь место наложение не более двух соседних апертур ракурсов, что при несущественно различающихся контурах изображений в этих ракурсах не

приведет к заметному размытию наблюдаемого голографического изображения. Другими словами, эффектами, обусловленными использованием полихроматического источника восстанавливающего излучения, при определенной выше спектральной селективности голограммы можно пренебречь.

Влияние угловой селективности. Определение возможного количества наблюдаемых ракурсов. Наблюдение в рассматриваемом меридиональном сечении при указанном выше фиксированном положении элементов рассмотрения других ракурсов изображения в предположении использования для восстановления монохроматического точечного источника возможно путем смещения плоскости изображения апертур ракурсов относительно зрачка наблюдателя. Данное смещение осуществляется путем поворота голограммы относительно оси, перпендикулярной рассматриваемому сечению и проходящей через центр голограммы. В области номинального положения этот поворот эффективен в пределах угла $\Delta\alpha_1$, равного значению угловой селективности δ_α в этом сечении. При этом общий диапазон поворота формируемого голограммой изображения апертур зрачков в плоскости глаз наблюдателя Δ_2 будет

$$\Delta_2 = \Delta\alpha_1 + \Delta\alpha_2. \quad (10)$$

Значение составляющей $\Delta\alpha_2$ поворота при относительной малости $\Delta\alpha_1$ из (1) при $\alpha_2 = 0$ может быть определено как

$$\Delta\alpha_2 \approx \Delta\alpha_1 \cos \alpha_1. \quad (11)$$

При $\Delta\alpha_1 = \delta_\alpha = 8,8^\circ$ из (11) получаем $\Delta\alpha_2 \approx 6,2^\circ$ и из (10) $\Delta_2 = 15^\circ$.

Возможное число наблюдаемых таким образом ракурсов N_2 с яркостью на уровне 0,5 аналогично (8) с учетом (7) будет определяться как

$$N_2 = \frac{\Delta_2}{\alpha_1} = \frac{\Delta_2 L}{t}. \quad (12)$$

Из (11) с учетом (10) получаем $N_2 \approx 21$. Обеспечиваемые таким образом линейные размеры зоны

наблюдения в области расположения глаз наблюдателя будут $N_2 t = 105$ мм, что вполне достаточно.

Влияние угловой селективности. Определение переналожения ракурсов. Результат от использования при восстановлении протяженного источника излучения можно представить в виде формирования в зоне зрачка глаза некоторого числа N_3 наложенных ракурсов. При этом и здесь эффективные угловые размеры источника $\Delta\alpha_1$ излучения определяются найденной выше угловой селективностью голограммы $\Delta\alpha_1 = \delta_\alpha$. Поэтому и здесь, воспользовавшись для определения величины углового смещения апертур ракурсов $\Delta\alpha_2$ соотношением (11), получаем найденное выше значение $\Delta\alpha_2 \approx 6,2^\circ$.

Аналогично (8) с учетом (7) число наложенных ракурсов N_3 определяем как







$$N_3 = \frac{\Delta\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{\Delta\alpha_2 L}{t}. \quad (13)$$

При принятых и найденных значениях входящих в (13) величин получаем $N_3 \approx 9$. Таким образом, при использовании для восстановления голографического изображения протяженного источника излучения в рассматриваемом случае будет иметь место наложение значительного числа соседних ракурсов, что определено приведет к заметному размытию наблюдаемого голографического изображения.

1.3. Влияние спектральной и угловой селективностей при расчете в сагиттальном сечении восстановлении

Проведенное выше рассмотрение относится к меридиональному сечению голограммы. Геометрия записи и восстановления голограммы в проекции на сагиттальное сечение, перпендикулярное к первому и включающем на стадии записи предметный пучок, а на стадии наблюдения голографического изображения дифрагированный пучок, принципиально отличается от геометрии записи и восстановления в меридиональном сечении. В этой проекции все углы падения и угол дифракции близки к 90° .

Табл. 1. Визуально наблюдаемые защитные эффекты в виде флип-флоп эффектов по цвету и изображению

| Тип флип-флоп эффекта | Изображение, восстанавливаемое с голограммы в исходном положении | Изображение, восстанавливаемое с голограммы в промежуточном положении | Изображение, восстанавливаемое с голограммы в итоговом положении |
|--|---|--|---|
| Флип-флоп эффект по цвету — одно и то же изображение меняет цвет при повороте голограммы вокруг горизонтальной оси |  |  |  |
| Флип-флоп эффект по цвету и изображению — два разных изображения сменяют цвет и друг друга при повороте голограммы вокруг горизонтальной оси |  |  |  |

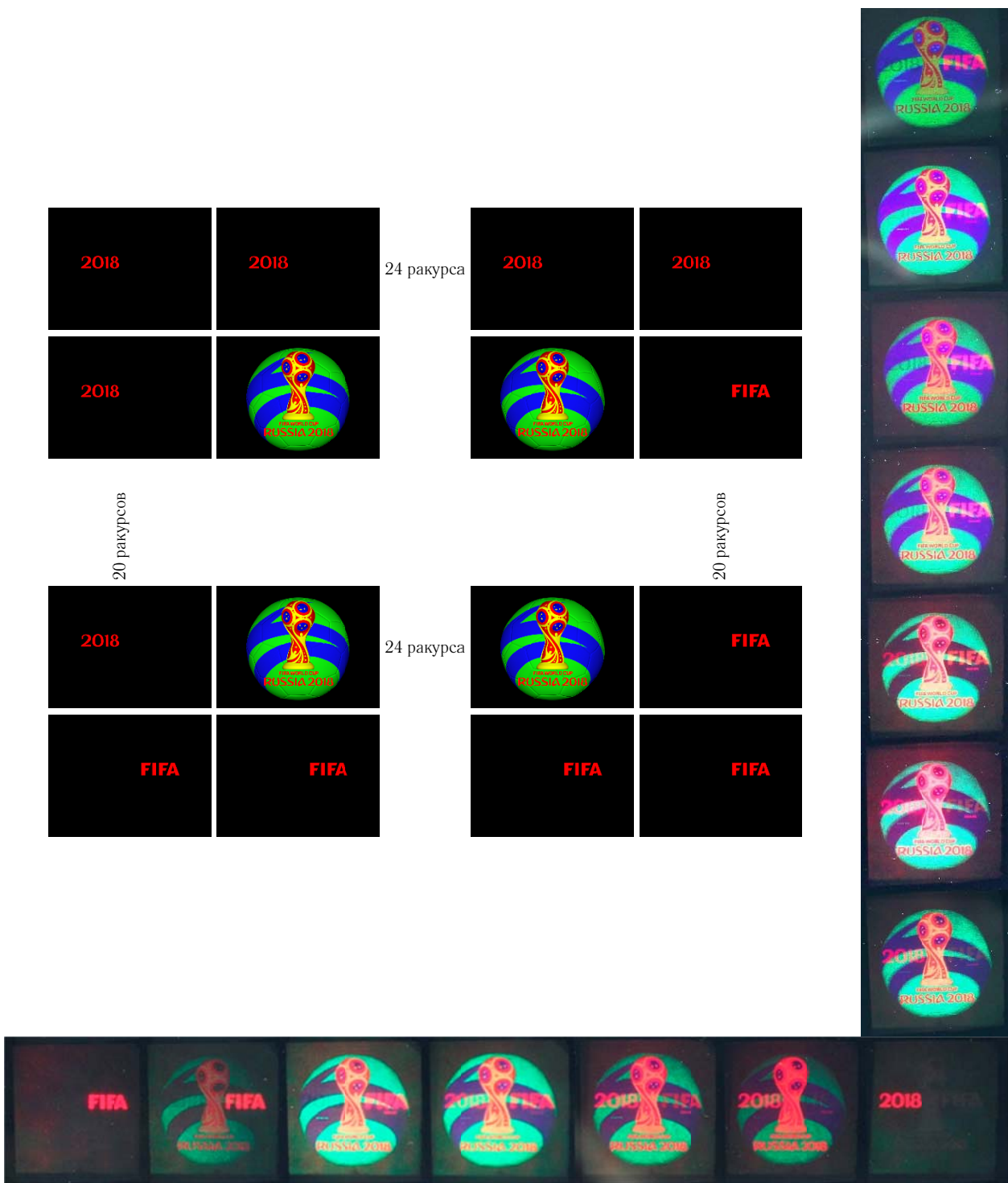


Рис. 2. Дизайн голограммной стереограммы и визуально наблюдаемое изображение, восстановленное с голограммной стереограммы при повороте голограммы вокруг горизонтальной и вертикальной осей соответственно

Воспользовавшись ранее приведенными соотношениями (2) и (3) для определения величин спектральной $\delta\lambda$ и угловой $\delta\theta$ селективностей для рассматриваемого случая при значении угла Брэгга $\theta_0 = 0$ и всех других известных значениях параметров, входящих в эти соотношения, получаем $\delta\lambda = 5$ нм и $\delta\theta = \infty$. Интересующее нас значение $\delta\alpha$ из (5) будет $\delta\alpha = \infty$, то есть угловая селективность будет практически отсутствовать.

Из приведенных выше расчетов можно сделать следующие выводы.

1. Визуальное восприятие голограммы с записью многоракурсного изображения в предположении точечного источника восстанавливающего излучения со сплошным спектром излучения в сагиттальном сечении с учетом рассмотрения, проведенного в разделе 1.1–1.2 для меридионального сечения с таким же источником излучения, ввиду практического равенства значений $\delta\lambda$ в обоих сечениях будет таким же, как и в меридиональном сечении, то есть заметного размытия

наблюдаемого голографического изображения не будет наблюдаться, а цветовой тон изображения будет восприниматься как монохроматический.

2. Возможность наблюдения других ракурсов изображения в сагиттальном сечении при фиксированном относительном положении монохроматического точечного источника восстанавливающего излучения, центра голограммы и глаза наблюдателя путем поворота голограммы относительно оси, проходящей через центр голограммы и перпендикулярной рассматриваемому сагиттальному сечению, в виду аналогичного рассмотрения для меридионального сечения, проведенного в разделе 1.3, при отсутствии в данном случае угловой селективности голограммы ($\delta_\alpha = \infty$) будет практически неограниченной.

3. Логика рассмотрения визуального эффекта при использовании для восстановления голографического изображения протяженного источника излучения в сагиттальном сечении аналогична логике рассмотрения, проведенного в разделе 1.2 для меридионального сечения. В виду этого рассмотрения при отсутствии угловой селективности голограммы ($\delta_\alpha = \infty$) и при неограниченных размерах источника в сагиттальном сечении в области зрачка глаза наблюдателя будет иметь место

наложение всех записанных апертур ракурсов и, соответственно, максимальное размытие наблюдаемого многоракурсного изображения.

2. Практические результаты

Исходя из расчетов, приведенных в данной статье, были разработаны дизайны голограмм как для визуального наблюдения 3D изображений, восстановленных с цветных голограммных стереограмм, так и некоторые защитные элементы такие как флип-флоп эффекты по цвету и изображению. На табл. 1 представлены визуально наблюдаемые защитные эффекты в виде флип-флоп эффектов по цвету и изображению. На рис. 2 представлен дизайн цветной голограммной стереограммы и восстановленное с голограммной стереограммы изображение с горизонтальным и вертикальным флип-флоп эффектами.

Заключение

В статье показаны математические расчеты, описывающие влияния спектральной и угловой селективностей объемной цветной защитной голограммной стереограммы на процесс восстановления 3D изображений (степень размытия изображения HI-голограммы). Показано, что получение защитных элементов, таких как флип-флоп эффект, для данного типа голограмм, имеет более выраженный эффект в вертикальной плоскости, чем в горизонтальной.

Список источников

- [1] **Lushnikov, D. S.** Experimental study of the method of recording color volume security holograms on different photosensitive materials on the base of the diffuser with a narrow indicatrix of laser radiation / D. S. Lushnikov, A. Y. Zherdev, S. B. Odinokov, V. V. Markin, A. V. Smirnov // SPIE Conference Proceeding, 2016. — Vol. 10022. — P. 100221S.
- [2] **Lushnikov, D. S.** Multicolor reflection holograms with multi-angle images / D. S. Lushnikov, V. V. Markin, A. Y. Zherdev, S. B. Odinokov, A. V. Smirnov // XI International Conference HOLOEXPO 2014 Conference Proceeding, 2014. — P. 16.
- [3] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Л. Беркхарт, Л. Лин // Пер. с англ. под ред. Ю. И. Островского. — М.: Мир, 1973.

The effect of the spectral and angular selectivities of three-dimensional color security holographic stereograms on the process of the reconstruction of 3D images

D. S. Lushnikov¹, S. B. Odinokov, V. V. Markin¹, A. Y. Zherdev¹, A. V. Smirnov²

¹ Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

² Research and Production Company "Krypten", Dubna, Russia

The article presents a two-stage scheme for obtaining volume color security holographic stereograms. These holograms are digital holograms. The HI hologram is recorded at the first stage. The final holographic stereogram is recorded at the second stage. The image of the HI hologram is reconstructed in the plane of pupils of the observer's eyes, when 3D images are reconstructed from holographic stereograms. The quality of the 3D images reconstructed from hologram stereograms directly depends on the degree of blurring of the HI image — the hologram. The article shows mathematical calculations describing the effects of the spectral and angular selectivities of a three-dimensional color security holographic stereogram on the process of reconstructing 3D images (the degree of blurring of the HI image-hologram). It is shown, that the quality of security elements, such as the flip-flop effect, for this type of hologram, has a more pronounced effect in the vertical plane than in the horizontal plane. This is due to the large influence of the spectral and angular selectivities in the vertical plane, than in the horizontal one when reconstructing the images. Photos of images, reconstructed from a three-dimensional color security holographic stereogram, are also presented in the article. These photos confirm the correctness of the presented calculations.

Keywords: security hologram, holographic stereogram, 3D image.

26. Разработка высокоэффективной плазмонной дифракционной структуры с магнитооптическими слоями в устройствах считывания скрытой магнитной информации на документах

С. А. Барышев, С. Б. Одинокоев, А. С. Кузнецов

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

Объектом исследования является плазмонная дифракционная магнитооптическая структура для системы визуализации и регистрации носителей информации с магнитными элементами. Изучены эффекты резонансного усиления магнитооптического эффекта Фарадея в зависимости от геометрических параметров магнитоплазмонной структуры и разработана высокоэффективная структура для работы с излучением гелий-неонового лазера.

Ключевые слова: Эффект Фарадея, Плазмоника, Магнитооптика, Гранат.

Цитирование: Барышев, С. А. Разработка высокоэффективной плазмонной дифракционной структуры с магнитооптическими слоями в устройствах считывания скрытой магнитной информации на документах / С. А. Барышев, С. Б. Одинокоев, А. С. Кузнецов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 120–122.

Развитие экспериментальной и прикладной физики связано с увеличивающимся потенциалом технологии роста искусственных материалов. Новые технологии позволяют изготовление периодических структур с характеристическими размерами менее длин электромагнитных волн. Исследования структур такого класса дало начало теории плазмонных магнитооптических материалов.

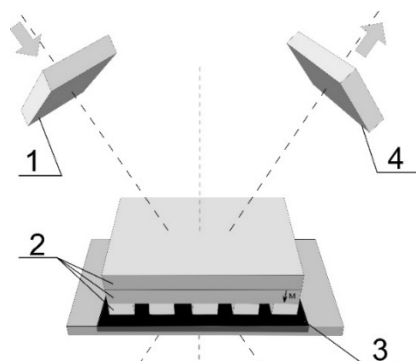
В последнее время, всё больший интерес к себе притягивает исследования резонансного усиления коэффициента пропускания и эффекта Фарадея в магнитооптических плазмонных наноструктурах [1]. В таких структурах возникают магнитооптические эффекты и усиливаются за счет возбуждения плазмонов (коллективных колебаний электронного газа) на их резонансной частоте. Эффективным методом управления оптическими свойствами сред является использование намагниченных материалов [2].

Приборы визуализации и регистрации магнитных носителей информации используют магнитооптические эффекты вращения плоскости поляризации отра-

женного и проходящего света [3]. Такие приборы применяются для подтверждения подлинности документов и считывания магнитных данных. Однако плотность записи информации, сложность магнитного защитного рисунка и толщины магнитных слоев накладывают значительные ограничения на их возможности. В данной работе были исследованы характеристики плазмонных магнитооптических структур и их возможность использования в качестве составляющих для более совершенных приборов обнаружения и регистрации слабых магнитных полей, скрытых магнитных изображений, в том числе и в защитных голограммах.

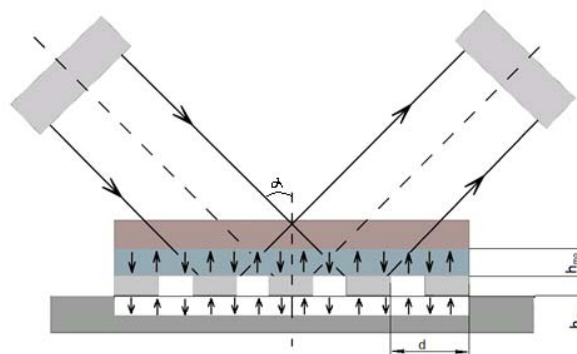
Поляризационные магнитооптические эффекты изучались в различных многослойных метало-диэлектрических системах с намагниченными металлическими или диэлектрическими слоями [4, 5].

Механизмы возбуждения поверхностных плазмон-поляритонных мод ведет к изменению поляризации ближнего поля в структуре и, следовательно, изменяет отклик в дальнем поле. Также возбуждение плазмонных или волноводных мод может усиливать



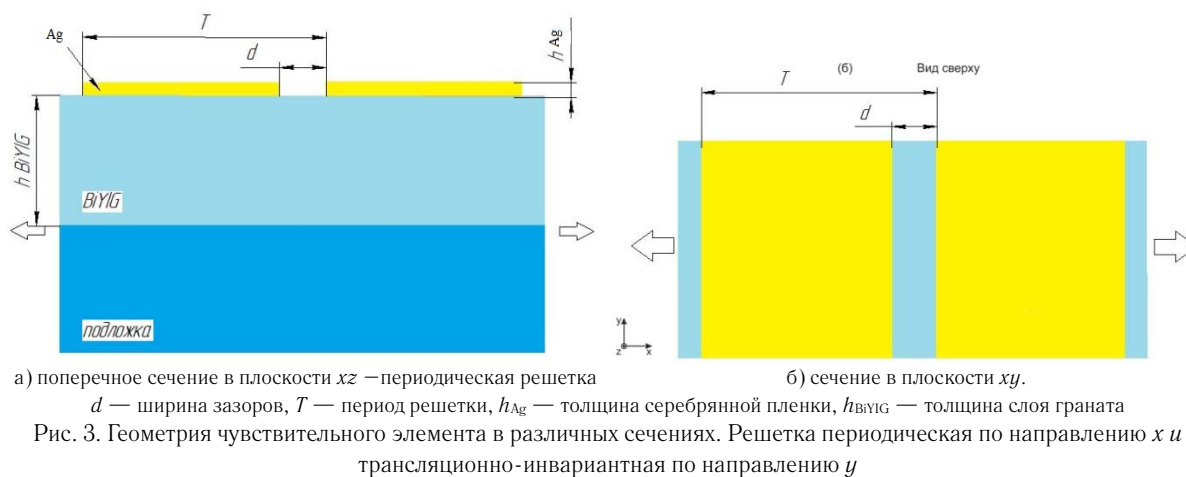
1 — поляризатор, 2 — магнитная плазмонная структура, 3 — ценный документ с носителем магнитной информации, 4 — анализатор

Рис. 1. Схема устройства регистрации и визуализации магнитной информации с использованием магнитной плазмонной структуры



d — период структуры, α — угол падения излучения, h_r — высота дифракционной решетки, h_{mo} — высота магнитного слоя

Рис. 2. Схема реализации считывания скрытой магнитной информации



вращение поляризации за счет увеличения эффективной длины распространения света в магнитной части структуры.

Целью данной работы являлось исследования резонансного усиления эффекта Фарадея, и его зависимости от геометрических параметров и материалов используемой магнитной плазмонной структуры. На рис. 1 представлена схема устройства регистрации и визуализации магнитной информации с ценных документов, с использованием магнитной плазмонной структуры [6–9]. На рис. 2 представлена подробная схема реализации считывания скрытой магнитной информации.

Излучение, проходящее через поляризатор, становится линейно поляризованным. Взаимодействуя с магнитооптической плазмонной структурой, в частности, с намагниченным диэлектрическим слоем, излучение меняет свою поляризацию за счет эффекта Фарадея и полярного эффекта Керра. Так как предполагается использование прозрачного в оптическом диапазоне магнитооптического материала, то вкладом эффекта Керра можно пренебречь. Далее отраженный от структуры свет проходит через анализатор. Принимая излучение после анализатора, по спаду интенсивности можно судить о состоянии намагниченности МО структуры, что в свою очередь позволит судить о внешних источниках магнитного поля.

Основываясь на полученных в ходе математического и компьютерного моделирования результатах была смоделирована структура наилучшим образом проявляющая себя при работе с излучением гелий-неонового лазера ($\lambda = 632,8$ нм). Геометрия магнитооптической структуры с решеткой показана на рис. 3. Она состоит из следующих частей: подложка из гал-

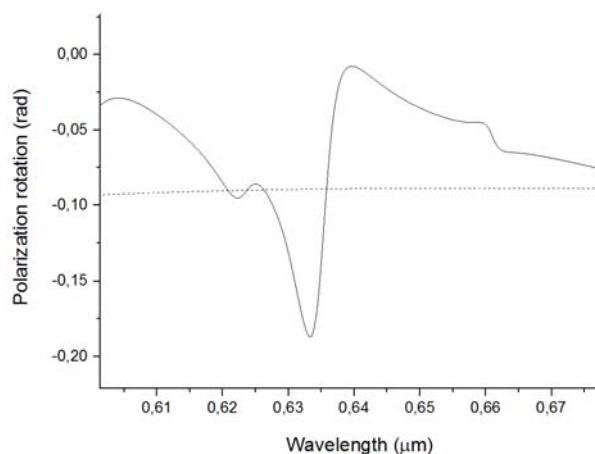


Рис. 4. График спектральной зависимости вращения плоскости поляризации излучения

Табл. 1. Параметры геометрии предложенной структуры

| Параметр | Значение, допуск |
|-------------|------------------------------------|
| T | $310 \text{ нм} \pm 20 \text{ нм}$ |
| d | $60 \text{ нм} \pm 10 \text{ нм}$ |
| h_{BiYIG} | $500 \text{ нм} \pm 10 \text{ нм}$ |
| h_{Ag} | $40 \text{ нм} \pm 5 \text{ нм}$ |
| Подложка | ГГГ |

лий-гадолиниевого граната (ГГГ); намагниченный магнитооптический слой феррит-граната и одномерная решетка из серебра. В направлении, перпендикулярном направлению периодичности, геометрия сенсора трансляционно-инвариантна. Геометрические характеристики приведены в табл. 1, а график спектральной зависимости угла Фарадея на рис. 4.

Список источников

- [1] Калиш, А. Н. Магнитооптические эффекты в периодических наноструктурированных средах: дис. канд. физ-мат. наук. — М., 2013. — 167 с.
- [2] Odínokov, S. B. Optoelectronic device for reading of hidden magnetic information from the holograms / S. B. Odínokov, A. S. Kuznetsov, A. P. Gubarev // Optical Memory and Neural Networks (Information Optics). — 2008. — Vol. 17. — № 1. — P. 15–22.

- [3] **Одинок, С. Б.** Исследование возможности магнитооптической регистрации магнитных сигналов формата записи типа VHS / С. Б. Одинок, А. С. Кузнецов, А. В. Карев // *Естественные и технические науки*. — 2014. — № 4. — С. 122–124.
- [4] **Kochergin, V. E.** Polariton enhancement of the Faraday magneto-optic effect / V. E. Kochergin, A. Yu. Toporov, M. V. Valeiko // *JETP Lett.* — 1998. — Vol. 68. — P. 400–403.
- [5] **Safarov, V. I.** Magneto-optical Effects Enhanced by Surface Plasmons in Metallic Multilayer Films / V. I. Safarov, V. A. Kosobukin, C. Hermann, G. Lampel, J. Peretti, C. Marlière // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Vol. 73. — P. 3584–3587.
- [6] **Одинок, С. Б.** Использование магнитоплазмонных структур в устройствах считывания магнитной информации с ценных документов. / С. Б. Одинок, А. С. Кузнецов, Л. А. Найден, А. Ю. Жердев // В сборнике: *Лазеры в науке, технике, медицине*. — 2016. — с. 126–129.
- [7] **Zherdev, A. Y.** Detection of thin ferromagnetic layers based on Faraday effect / A. Y. Zherdev, S. A. Baryshev, S. B. Odinokov, A. S. Kuznetsov // В сборнике: *Информационные технологии и нанотехнологии (ИТНТ-2017)*. — 2017. — С. 325–327.
- [8] **Baryshev, S. A.** Plasmonic magneto-optical structure for visualization of magnetic information holders / S. A. Baryshev, S. B. Odinokov, A. S. Kuznetsov // *Optical Sensing and Detection V: SPIE Proc.* — 2018. — Vol. 10680. — P. 106802I — DOI:10.1117/12.2306908.
- [9] **Baryshev, S. A.** Plasmonic Magneto-optic Structures for Visualization of Magnetic Information / S. A. Baryshev, S. B. Odinokov, A. S. Kuznetsov // VII International Conference on Photonics and Information Optics, *КнЕ Energy & Physics*. — 2018. — P. 437–449. — DOI:10.18502/ken.v3i3.2058.

Development of a highly efficient plasmon diffraction structure with magneto-optical layers in devices for reading hidden magnetic information on documents

S. A. Baryshev, S. B. Odinokov, A. S. Kuznetsov
Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The object of investigation is the plasmon diffraction magneto-optical structure for the system of visualization and registration of information carriers with magnetic materials. The effects of resonance enhancement of the magneto optical Faraday effect were studied and a highly efficient structure for working with the helium-neon laser radiation was developed.

Keywords: Faraday rotation, Plasmonics, Magneto-optics, Garnet.

27. Многоканальный конфокальный микроскоп на основе дифракционного мультипликатора

В. П. Бессмельцев, М. В. Максимов, В. В. Вилейко, Н. В. Голошевский, В. С. Терентьев

Институт автоматки и электротрии Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, России

Представлена реализация сканирующего лазерного конфокального микроскопа, в котором сканирование образца осуществляется матрицей (33×33) освещающих пучков, что существенно увеличивает скорость построения изображений объекта и позволяет получать их в режиме видео в реальном времени. Разделение излучения лазерного источника на матрицу освещающих пучков обеспечивается дифракционным оптическим элементом. Сканирование образца лазерными пучками обеспечивается двумя плоскопараллельными пластинками, угловые повороты которых осуществляются двумя гальванометрическими сканерами, с ортогонально расположенными осями вращения роторов.

Ключевые слова: Многоканальный конфокальный микроскоп, Дифракционный оптический элемент, Мультипликатор, Сдвиговые плоскопараллельные пластины.

Цитирование: Бессмельцев, В. П. Многоканальный конфокальный микроскоп на основе дифракционного мультипликатора / В. П. Бессмельцев, М. В. Максимов, В. В. Вилейко, Н. В. Голошевский, В. С. Терентьев // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 123–127.

Введение

Многоканальные лазерные конфокальные сканирующие микроскопы (МЛКСМ) применяются для исследований в биологии [1], для послойного построения трехмерного изображения флуоресцирующих объектов или профиля поверхности различных материалов и объектов [2]. Главное преимущество многоканальных систем заключается в существенно большей скорости сканирования исследуемой поверхности от 100 до 1000 раз (до 10^3 кадров/с), чем с помощью одноканальных классических систем.

Наибольшее распространение получила конструкция на основе диска Нипкова с микролинзами. Преимуществом схемы Нипкова является использование вращающихся на одной оси матрицы микролинз и соответствующих им конфокальных диафрагм, что позволяет автоматически синхронизовать координатно-временную развертку матрицы сфокусированных пятен в области объекта и сигнала в плоскости видеоматрицы без использования дополнительных согласующих устройств. Недостаток такой компоновки состоит как в сложности и, соответственно, стоимости изготовления такого диска с микролинзами (типичное количество микролинз 20 000 [3,4], так и значительной потере ($\geq 50\%$) света при прохождении через отверстия с матрицей микролинз. Среди недостатков многоканальной микроскопии можно отметить интермодуляционное влияние одного канала на другой, зависящее от расстояния между лучами, что ограничивает количество лучей, одновременно освещающих объект [5].

В ИАиЭ СО РАН разработан высокоскоростной многоканальный конфокальный микроскоп, собранный из относительно недорогих компонентов и с автосинхронизацией развертки лучей по объекту и приемной фотоматрице при неподвижной матрице конфокальных диафрагм [6]. Это достигается за счет оригинальной оптической схемы, содержащей модуль сканирования на основе двух сдвиговых плоскопараллельных пластин. Также к достоинству данной схемы можно

отнести максимально возможную лучевую эффективность, за счет использования разработанного в институте специального дифракционного оптического элемента (ДОЕ) — фокусирующего мультипликатора.

1. Оптическая схема

Принципиальный вид оптической схемы представлен на рис. 1.

Свет линейно поляризованного лазерного источника (длина волны 532 нм) I падает на ДОЭ 2, мультиплицирующий пучок в массив 33×33 сходящихся пучков и фокусирующий их в область матрицы конфокальных диафрагм 4, отражается от полупрозрачного зеркала 3, разделяющего ход лучей в осветительном и приемном канале. Далее лучи проходят две рефрактивные плоскопараллельные пластины 5^x и 5^y , которые используются для их параллельного смещения по x - и y -координатам соответственно после прохождения пластин, тубусную линзу 6, $\lambda/4$ -двулучепреломляющую пластину 7, объектив 8 и фокусируется в объектной плоскости исследуемого объекта 9.

Отраженный (рассеянный) свет распространяется в обратном направлении, как показано пунктирными линиями в предположении, что объект зеркально

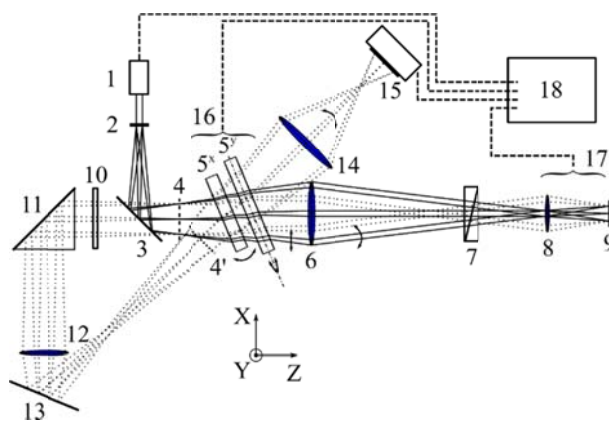


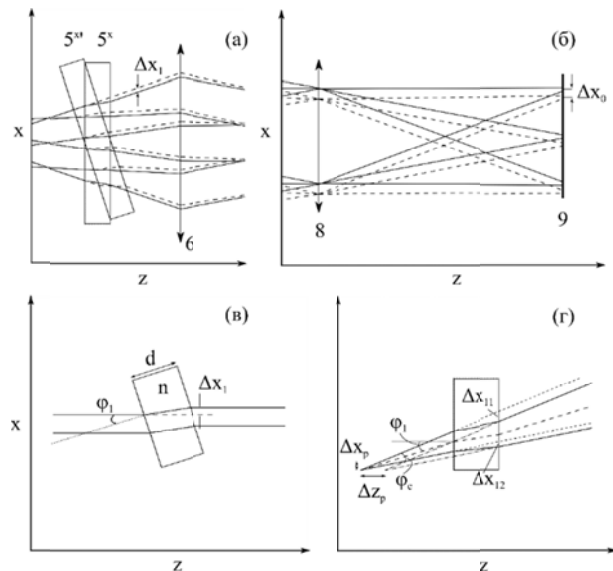
Рис. 1. Принципиальная оптическая схема МЛКСМ

отражает свет. Перед попаданием на матрицу диафрагм пучки повторно проходят через рефрактивные дефлекторы $5^x, 5^y$, что позволяет провести пучки в приемном тракте через тот же массив диафрагм. При прохождении матрицы диафрагм только световые пучки, идущие от объектов, находящихся в фокусе микрообъектива, будут пропускаться с минимальными потерями. Далее пучки проходят разделительное зеркало 3 и попадают на поляризатор 10, который настроен на подавление поляризации лазерного источника, при этом сигнальный свет от объекта, благодаря элементу 7, имеет ортогональную поляризацию и проходит дальше через призму с крышкой 11, проекционный объектив 12, зеркало 13 и формирует действительное изображение 4' из плоскости матрицы диафрагм 4, снова — через две плоскопараллельные пластины, проекционный объектив 14 и изображение фокусируется на матрицу фотодетекторов (видео матрицу) 15. Объектив 12 должен переносить изображение без увеличения из плоскости 4 в 4'. Положение 4' не должно быть внутри пластины 5, чтобы избежать рассеяния на возможных неоднородностях сфокусированных лучей. Призма с крышкой 11 необходима для согласования направлений перемещения сканирующих лучей по поверхности образца и сигнальных лучей по поверхности регистрирующей видео матрицы.

Пластины $5^x, 5^y$ закреплены каждая на своем электромеханическом угловом дефлекторе (гальваносканере) с ортогонально ориентированными роторами. Управление углами поворота пластинок в сканерном модуле 16, модуль 17 для перемещения объектива 8 по аксиальной оси и объекта 9 по латеральным осям, а также управление интенсивностью лазера автоматизированы с помощью модуля 18. Получение изображения производится в режиме углового сканирования пучком по оси X при построчном перемещении пучка по оси Y. При повороте пластинок происходит перемещение сфокусированных сканирующих пучков в плоскости 9, при этом сканирование осуществляется в относительно малых углах в пределах углового расстояния между соседними пучками. Отраженный сигнальный свет, проходя через пластины после плоскости 4', также синхронно отклоняется и происходит сканирование сигнала по поверхности видео матрицы.

Тройной проход световых пучков через систему рефрактивных дефлекторов позволяет обеспечить синхронизацию развертки освещения на образце с разверткой принятых пучков в плоскости быстродействующей видео матрицы, считывающей изображение объекта. Каждый кадр фотоприемной матрицы представляет собой результат накопления светового сигнала за время одного цикла параллельного сканирования массивом пучков поверхности образца, аналогично схеме с диском Нипкова.

2. Принцип работы сканирующей системы на основе плоскопараллельных пластин



а — смещение лучей, б — в области фокусировки; в — смещение параксиального луча, г — преломление конуса 5^x — прямо, $5^{x'}$ — под углом, 6 — тубусная линза, 8 — микроскопный объектив, 9 — объектная плоскость

Рис. 2. Сканирование с помощью пропускающей пластинки (три пучка): плоскопараллельные пластинки

На рис. 2а схематично представлен ход лучей через пластинку и тубусную линзу б при двух положениях пластинки. Наклон пластинки относительно первоначального положения приводит к латеральному смещению конусов и к соответствующему смещению пучков в области объекта (рис. 2б). Пусть величина латерального смещения после поворота пластинки Δx_1 , то в соответствии с законами параксиальной оптики сфокусированное пятно в области объекта смещается на Δx_0 (рис. 2в).

$$\Delta x_0 = -\Delta x_1/M, \tag{1}$$

где M — это латеральное увеличение оптической системы тубусная линза — объектив. Пусть параллельный пучок падает на поверхность пластинки под углом ϕ_1 (рис. 2в), тогда величина сноса пучка по оси X составит (при расчете по закону Снеллиуса)

$$\Delta x_1 = d \sin \phi_1 \left(1 - \frac{\cos \phi_1}{\sqrt{n^2 - \sin^2 \phi_1}} \right) \approx_{\phi_1 \rightarrow 0} \approx \phi_1 d \frac{n-1}{n} \left(1 - \frac{n^2 - 3n - 3}{6n^2} \phi_1^2 + O(\phi_1^4) \right). \tag{2}$$

Согласно формуле (2) смещение пучков при малых углах поворота с высокой степенью линейно от угла, и определяется коэффициентом преломления и толщиной пластинки.

Лучи матрицы падают на пластинку под разными углами. Поэтому необходимо более подробно рассмотреть влияние пластинки на наклонно падающий конус света (рис. 2г). Пусть угол падения биссектрисы конуса (рис. 2г, штриховая линия) на поверхность пластинки равен ϕ_1 , а угол конуса — ϕ_c , т. е. углы падения огиба-

ющих пучков равны $\varphi_1 - \varphi_c/2$ и $\varphi_1 + \varphi_c/2$. Чтобы определить смещение фокуса в области объекта в результате влияния пластинки, можно записать следующие формулы для поперечного (Δx_p) и продольного (Δz_p)

$$\Delta z_p = \frac{\Delta x_{11} - \Delta x_{12}}{t_1 - t_2} \approx d \frac{n-1}{n} \left[1 - \frac{n^2 - n - 1}{2n^2} \left(3\varphi_1^2 + \frac{\varphi_c^2}{4} \right) + O(\varphi_{1,c}^4) \right]. \quad (3)$$

$$\Delta x_p = \frac{t_2 \Delta x_{11} - t_1 \Delta x_{12}}{t_1 - t_2} \approx -\varphi_1 d \frac{n^3 - 2n^2 + 1}{n^3} \left[\left(\varphi_1^2 - \frac{\varphi_c^2}{4} \right) + O(\varphi_{1,c}^4) \right]. \quad (4)$$

$$t_1 = \operatorname{tg}(\varphi_1 + \varphi_c / 2), \quad t_2 = \operatorname{tg}(\varphi_1 - \varphi_c / 2)$$

$$\Delta x_{11} = d \sin(\varphi_1 + \varphi_c / 2) \left(1 - \frac{\cos(\varphi_1 + \varphi_c / 2)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\varphi_1 + \varphi_c / 2)}} \right).$$

$$\Delta x_{12} = d \sin(\varphi_1 - \varphi_c / 2) \left(1 - \frac{\cos(\varphi_1 - \varphi_c / 2)}{\sqrt{n^2 - \sin^2(\varphi_1 - \varphi_c / 2)}} \right).$$

Формулы (3) и (4) описывают оптическое смещение координат вершины светового конуса после прохождения пластинки. Также приведено приближенное разложение для малых углов φ_1 и φ_c ($< 0,3$ рад). Если угловые расходимости φ_c лучей одинаковы, то для продольного смещения Δz_p каждого луча присутствует отличие, определяемое собственным углом наклона φ_1 . Если $\varphi_1 = 0$, то как и в паракиальном приближении (см. штрих-пунктирные линии на рис. 2г), вертикальное смещение Δx_p всегда равно нулю. Из формул (3) и (4) можно оценить характерную величину аберраций в фокусе объектива между центральным и самым крайним лучом в матрице лучей. При толщине подложки $d = 5$ мм, $n = 1,46$, углах $\varphi_{1,c} = 0,1$ рад, $M = 100$ сдвиг фокуса между центральным и крайним лучами составит величину

$$\frac{\Delta z_p(\varphi_1 = 0,1) - \Delta z_p(\varphi_1 = 0)}{M^2} < 0,5 \text{ нм},$$

что можно рассматривать, как пренебрежимо малую величину. То же самое и для латерального смещения — $\Delta x_p/M < 2$ нм.

Согласно формулам (2) и (3) отклонение пластинкой паракиального пучка зависит от коэффициента преломления среды пластинки. Зачастую в конфокальных лазерных сканирующих системах используют несколько лазеров в видимом диапазоне, например, 488 нм, 532 нм и 640 нм для возбуждения нескольких флюорофоров. Для использования нескольких источников с разными длинами волн необходимо оценить вносимые хроматические аберрации. Из формулы (4) можно получить следующую оценку для первого порядка латерального смещения.

$$\delta x_\lambda \approx \varphi_1 d \frac{1}{n^2} \frac{1}{M} \frac{\partial n}{\partial \lambda} \delta \lambda \approx \varphi_1 d \frac{1}{M n^2} \delta n,$$

где δn — разница показателей преломления для крайних спектральных точек. Для кварца величина $|\delta n| = 6 \cdot 10^{-3}$, таким образом, влияние хроматической аберрации будет мало $\delta x_\lambda < 20$ нм. Это говорит о том,

смещения вершины конуса для каждого луча, если представить образующие конус лучи через прямые линии и найти их пересечение, полагая при этом, что вершина исходного конуса лежит в координатах (0, 0).

что в данной схеме можно использовать несколько лазеров в качестве источников излучения одновременно с одной и той же пластинкой.

3. Мультипликатор пучков с функцией фокусатора

Особенностью предложенной схемы является использование дифракционного элемента совмещающего функции мультипликатора, формирующего матрицу из 33×33 пучков и фокусирующего элемента [7]. Фокусирующий дифракционный оптический элемент-мультипликатор (ФДОЭМ), изготавливался методом прямой лазерной записи на фоторезисте с помощью круговой лазерной записывающей системы.

ФДОЭМ представляет собой фазовую структуру, нанесенную на кварцевую подложку в круге диаметром $D = 8$ мм. Он трансформирует падающий П-образный или гауссовский луч в 33×33 лучей, фокусирующихся на расстоянии $F = 210$ мм (рис. 3).

Для исследования качества лучей и распределения их интенсивностей в матрице, измерялись профили распределения интенсивностей в зонах А, Б, В и Г

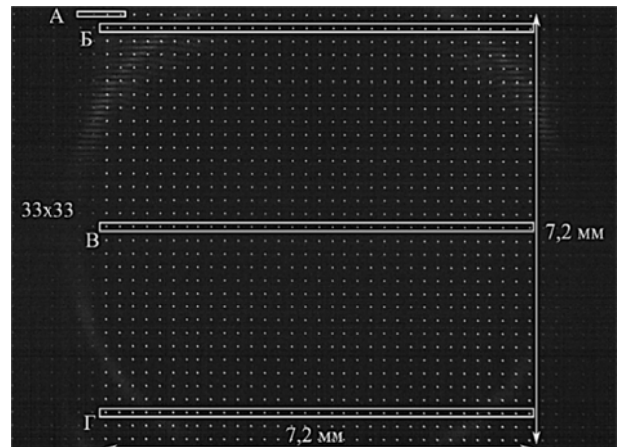


Рис. 3. Матрица пучков 33×33 в плоскости фокусировки. В зонах А, Б, В и Г проводилось измерение профилей интенсивностей

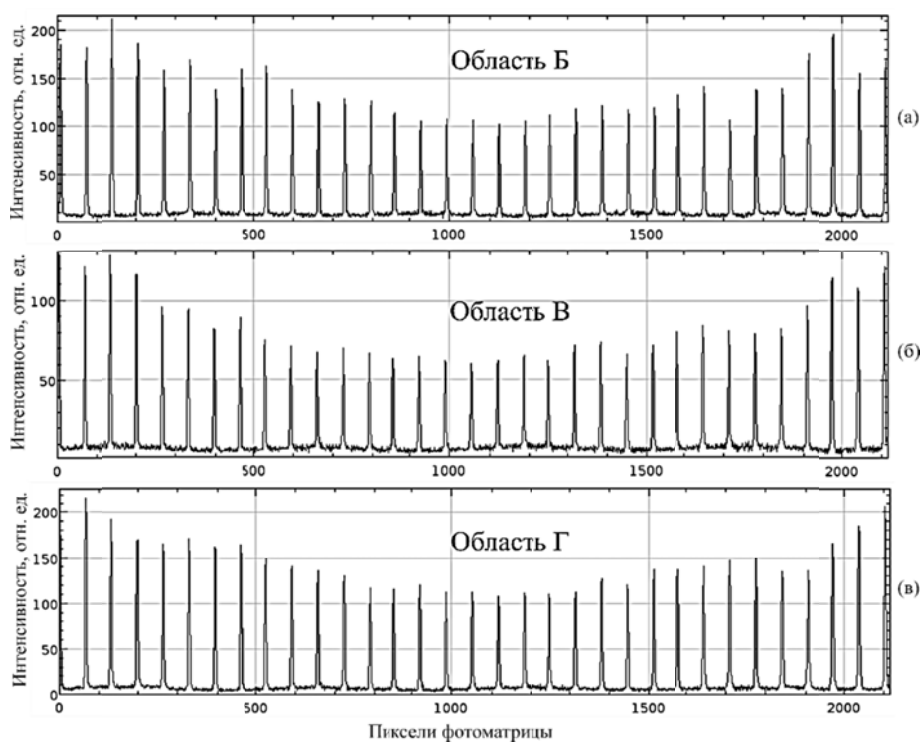


Рис. 4. Распределение профилей интенсивностей лучей из области: Б (а), В (б) и Г (в)

(рис. 4). В силу центральной симметричности распределения интенсивностей лучей относительно центра матрицы лучей, достаточно рассмотреть только горизонтальные участки Б, В и Г. Профили интенсивности измерялись по фотоснимку в области максимального значения интенсивности в ряду лучевых пятен. Измерения из области А показывают, что диаметр d каждого луча по уровню интенсивности e^{-2} близок к дифракционному пределу,

По интенсивности паразитных порядков можно оценить дифракционную эффективность данного ФДОЭМ, как $> 90\%$ в полезном сигнале. Качество каждого сфокусированного пучка близко к гауссовскому основной моды.

Размер сфокусированной матрицы пучков составляет $7,2 \times 7,2$ мм, т. е. расстояние между соседними пучками — $0,225$ мм. Распределение интенсивности пучков внутри матрицы неравномерное: в центре оно составляет около $1/2,5$ от максимального значения, которое находится в периферийных областях (рис. 4).

Неравномерность распределения пучков исправлялась программно, после калибровки МЛКСМ по равномерно рассеивающей поверхности.

4. Реализация и результаты

В экспериментальной установке применена высокоскоростная камера EoSens MC 1362, имеющая формат изображения: 1280×1024 пикселов² и быстродействие 500 кадров/с при полном разрешении.

В системе сканирования использованы гальванометрические сканеры СТИ 6240. Сканеры обеспечивают скорость сканирования до 800 строк в секунду, таким образом, при количестве сканируемых строк между соседними осветительными пучками равным 10,

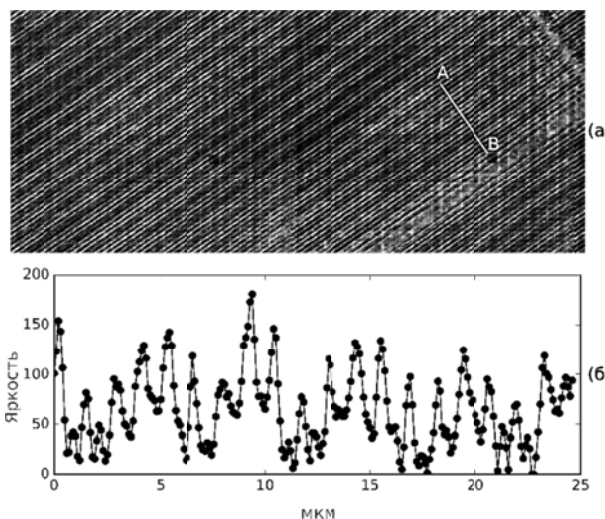


Рис. 5. Изображение линий голограммы с шагом $1,2$ мкм (а) и распределение интенсивности вдоль отрезка АВ (б)

быстродействие системы составило около 80 кадров в секунду.

Фокусировка объектива выполняется моторизованным механическим приводом с диапазоном перемещения 25 мм и разрешением $2,5$ мкм, и пьезоприводом MCL NanoF 200WS, имеющий диапазон перемещения ± 100 мкм, разрешение $0,4$ нм, Латеральные перемещения образца выполняются с помощью прецизионного двухкоординатного стола с диапазоном перемещения по X и по Y 200 мм и точностью $\pm 0,5$ мкм. Характеристики стола позволяют реализовать режим сшивки смещенных по XU кадров изображения для получения изображения большой размерности.

В схеме использовался объектив Nikon CFI60 100X NA. Размер области сканирования объектива — 80×80 мкм (шаг дискретизации по кадру в плоскости \approx менее 100 нм).

На рис. 4 приведён пример полученного с помощью МЛКСМ изображения. Исследуемым объектом являлась часть голографической структуры, представляющей собой дифракционную решетку, выполненную на полимерной пленке толщиной 25 мкм с односторонним металлическим напылением. Период линий дифракционной решетки составлял 1,2 мкм и 0,75 мкм. Сканирование поверхности объекта осуществлялось с не металлизированной стороны объекта, т. е. через полимерную пленку толщиной 25 мкм, что существенно затрудняет получение изображений структуры объекта вследствие внесения пленкой существенных aberrаций при использовании объективов с высокой числовой апертурой, а также из-за паразитных интерферен-

ционных явлений. Изображение полученных отсканированных областей шивались друг с другом путем совмещения их границ. На рис. 5а показаны две совмещенные области сканирования (80×160 мкм). На рис. 5б показано распределение яркости пикселей вдоль отрезка АВ, среднеквадратичное отклонение которых составляет 37. На рис. 4а показано изображение линий с периодом 0,75 мкм, среднеквадратичное отклонение яркости точек вдоль отрезка АВ у которого составляет 25, т. е. в 1,5 меньше.

Благодарность

Исследование выполнено за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания по Программе II.10.2. Фундаментальные проблемы взаимодействия лазерного излучения с однородными и структурированными средами, перспективные технологии и устройства фотоники (координатор акад. А. М. Шалагин).

Список источников

- [1] **Pawley, J. B.** Handbook of biological confocal microscopy. Third edition. / J. B. Pawley. — Boston: Springer US, 2006. — 632 p.
- [2] **Свищев, Г. М.** Конфокальная микроскопия и ультрамикроскопия живой клетки / Г. М. Свищев. — Москва, Физматлит, 2011. — 120 с.
- [3] Высокоскоростной лазерный конфокальный 3D микроскоп NS-3000 / URL: <http://axalit.ru/catalog/opticheskie-mikroskopy-konfokalnye/> (Дата обращения 21.05.2018).
- [4] **Ishihara, M.** High-speed surface measurement using a non-scanning multiple-beam confocal microscope / M. Ishihara, H. Sasaki // Opt. Eng. — 1999. — Vol. 38. — № 6. — P. 1035–1040.
- [5] **Бессмельцев, В. П.** Форма профиля флуоресценции от толстого слоя флуорофора в многоканальном конфокальном микроскопе / В. П. Бессмельцев, В. С. Терентьев // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — № 6. — С. 58–65.
- [6] **Патент № 2 649 045 РФ.** Многоканальный конфокальный микроскоп / В. П. Бессмельцев, В. С. Терентьев, М. В. Максимов. — Оpubл. 29.03.2018.
- [7] **Бессмельцев, В. П.** Дифракционный фокусирующий мультипликатор для параллельного многоканального секвенатора / В. П. Бессмельцев, П. С. Завьялов, В. П. Корольков, Р. К. Насыров, В. С. Терентьев // Автотметрия. — 2017. — Том 53. — № 5. — С. 48–56. — DOI: 10.15372/AUT20170505.

Multichannel confocal microscope based on the diffraction multiplier

V. P. Bessmeltsev, M. V. Maksimov, V. V. Vileyko, N. V. Goloshevsky, V. S. Terentyev

Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Novosibirsk, Russia

The implementation of a scanning laser confocal microscope is presented, in which the sample is scanned by a matrix (33×33) of illuminated beams, which greatly increases the speed of building the images of the object and allows them to be obtained in real time video mode. The separation of the laser source radiation into a matrix of illuminating beams is provided by a diffractive optical element. Scanning the sample by laser beams is provided by two plane-parallel plates, the angular rotations of which are carried out by two galvanometric scanners, with orthogonally located axes of rotation of the rotors.

Keywords: Multichannel confocal microscope, Diffractive optical element, Multiplier, Shear plane-parallel plates.

28. Программа BIGLITHO для подготовки «серых голограмм» большого размера

Н. В. Кондратьев, А. Ф. Смык, Н. А. Чудинов, А. В. Шурыгин
ООО «Джеймс Ривер Бранч», Москва, Россия

Была разработана программа BigLitho, позволяющая рассчитывать проецируемые на ЖК файлы непосредственно из 3D-модели объекта. К программе расчета была подключена специализированная база данных для хранения и управления всей информацией о проектах. Программа Biglitho позволила получать данные для создания «серых голограмм» неограниченного размера.

Ключевые слова: Голография, Biglitho, Серые голограммы.

Цитирование: **Кондратьев, Н. В.** Программа BIGLITHO для подготовки «серых голограмм» большого размера / Н. В. Кондратьев, А. Ф. Смык, Н. А. Чудинов, А. В. Шурыгин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 128–129.

С распространением автоматических систем оригинации голограмм обычные графические редакторы стали все меньше удовлетворять голографистов. Пока при подготовке дизайна надо было работать с самими изображениями эти программы годились. Но с появлением новых возможностей проекционных оптических систем дот-матрикс и электронно-лучевых систем записи и расширением номенклатуры защитных элементов они стали ограничивать размер или разрешение голограмм. Так, максимальный размер bmp файла во многих графических редакторах ограничен $30\,000 \times 30\,000$ пикселей, что, при использовании полного разрешения ЖК модулятора 1024×768 пикселей, оставляет на изображение всего 5,8 мм при размере одиночного фрейма 200×150 мкм. Увеличить размер голограммы можно только ценой потери разрешения в проецируемых фреймах. Это приемлемо при расчете 2D, 2D/3D голограмм и стереограмм с бинарным профилем голографических полос, однако для голограмм «нулевого порядка» и голограмм с небинарным или асимметричным профилем полос необходимо использование всего разрешения ЖК [1].

Для устранения этих ограничений была разработана программа BigLitho, позволяющая рассчитывать проецируемые на ЖК файлы (фреймы) прямо из 3D-модели объекта, минуя «бутылочное горлышко» графических редакторов. Волновое поле в области каждого фрейма или система голографических полос в нем рассчитывается внутри программы BigLitho. Наличие подключенной локальной базы данных в программе

BigLitho позволяет легко оперировать проектами: созданием новых проектов, их модификацией и отладкой, а также удалением проектов со всей информацией. Программа позволяет не заботиться о создании папок для хранения файлов фреймов проекта, создании специфических файлов для управления экспонированием, файлов, конфигурирующих работу самой программы и условий генерации фреймов. При удалении проекта происходит полная очистка дискового пространства от всей созданной проектом информации.

Программа BigLitho основана на векторной программе открытой конфигурации и использует все возможности современного 3D редактора. Это позволяет создать любую трёхмерную модель, а также импортировать в программу все возможные 3D модели, созданные в популярных 3D редакторах. В программе можно выбирать точку зрения, масштаб, сделать предварительный просмотр будущей голограммы, необходимую коррекцию векторной модели, а затем запустить создание необходимого количества фреймов для создания голограммы нужного размера, не создавая растровую картинку немыслимого размера.

Так как для создания большой голограммы количество фреймов, а, как следствие, и время рендеринга может быть достаточно большим, в программе предусмотрена возможность параллельной работы на нескольких компьютерах. Также для ускорения рендеринга программа позволяет задействовать графические процессоры видеокарты благодаря использованию технологии CUDA.

Список источников

- [1] **Смык, А. Ф.** Асимметричные профили в поверхностно-рельефных голограммах / А. Ф. Смык, А. В. Шурыгин // Мир техники кино. — Москва. — 2018. — 2018-1 (12). — С. 23–30.

Biglitho software for large size “zero order holograms” data preparation

N. V. Kondratiev, A. F. Smyk, N. A. Tchudinov, A. V. Shurygin
James River Branch, Moscow, Russia

BigLitho program was developed to get frame image files displayed with LCD from 3D model directly. Specialized database was used to store and manage all information about the projects of the calculation program. The program Biglitho allows to receive data of “gray holograms” with unlimited size.

Keywords: Holography, Biglitho, Zero order holograms.

III. Формирование изображений и отображение информации с помощью голограммной оптики

29. Комплементарное использование голографической микроскопии сверхвысокого разрешения для исследования клеточных культур *in vitro*

В. В. Дуденкова¹, Ю. Н. Захаров²

¹ Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

² Center for Advanced Biomedical Imaging and Photonics, BIDMC, Harvard University, Boston, USA

В работе предложена оптическая схема, использующая методы внеосевой цифровой голографии и локализационной флуоресцентной микроскопии сверхвысокого разрешения. Такое сочетание позволяет проводить исследования динамических изменений живых биологических объектов. В результате применения голографического метода записи и последующего восстановления фазовой и амплитудной информации об объекте, появилась возможность проводить визуализацию динамических изменений в живых биологических образцах.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Микроскопия сверхвысокого разрешения.

Цитирование: Дуденкова, В. В. Комплементарное использование голографической микроскопии сверхвысокого разрешения для исследования клеточных культур *in vitro* / В. В. Дуденкова, Ю. Н. Захаров // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 133–134.

Применение голографического подхода позволяет получать сверхвысокую чувствительность к продольным изменениям оптической длины пути, однако поперечное разрешение ограничено дифракционным пределом. Для преодоления этого ограничения можно комбинировать голографический метод с одним из подходов для улучшения поперечного разрешения — микроскопией сверхвысокого разрешения. В зависимости от типа флуоресцентного объекта можно подобрать оптимальный метод анализа данных для корректного восстановления последовательности флуоресцентных изображений.

Реализация совмещения в одной оптической схеме преимуществ цифровой внеосевой голографической микроскопии с применением интерферометрического сравнения восстановленных изображений [1] и метода микроскопии сверхвысокого разрешения VaLM [2] была проведена на базе конфокального лазерного сканирующего микроскопа LSM 510 (Carl Zeiss, Германия). Это дополняет широкие возможности лабораторного микроскопа дополнительным способом сбора данных и значительным увеличением разрешения. Было использовано приложение цифровой внеосевой голографии к флуоресцентному микроскопу, так как для метода VaLM необходим именно флуоресцирующий образец. И такое совмещение требует незначительных конструктивных изменений для реализации возможности получения изображений со сверхвысоким разрешением и параллельного использования стандартных функций микроскопа. Для избежания перекрытия дифракционных порядков на этапе восстановления использована внеосевая голографическая схема Лейта — Упатниекса. Конструктивно элементы схемы подобраны для легкого перехода от одного метода к другому.

Источником излучения может быть использован лазер с любой другой длиной волны в зависимости от поставленных задач. В данной реализации оптической схемы использовался гелий-неоновый лазер с длиной

волны 633 нм, который может быть заменен. С помощью светоделительной призмы получаем два когерентных световых пучка. Предметный пучок, проходит через оптический тракт микроскопа и освещает объект исследования. Опорный пучок заводится на регистрирующую среду при помощи оптического клина. Опорный пучок расширяется с помощью коллиматора с диафрагмой, а предметный расширяется после прохождения микрообъектива. Необходимо также уравнивать интенсивности интерферирующих пучков. Предметный пучок претерпевает ослабление при прохождении через исследуемый препарат, поэтому необходимо поставить ослабляющий фильтр на опорный пучок. При конфигурировании схемы также соблюдалось равенство оптических путей предметного и опорного пучков. В качестве фоторегистратора для голограмм использовалась цифровая КМОП-камера VEC-545, имеющая матрицу формата 1/2,5" с числом пикселей 2592 × 1944, размером 2,2 мкм.

При записи серии флуоресцентных изображений для метода VaLM микроскопии, используется та же схема. Для возбуждения флуоресценции в исследуемом образце можно использовать когерентный источник излучения, поэтому для возбуждения флуорофоров с полосой поглощения вблизи 633 нм используется тот же гелий-неоновый лазер. Опорный пучок перекрывается. Пучок, освещающий образец, теперь возбуждает флуоресценцию в препарате. В такой конфигурации следует учесть, что вместе с интересующим нас эмиссионным излучением на регистрирующую цифровую матрицу также будет приходить и большее по интенсивности возбуждающее излучение. Для того, чтобы отсечь слишком интенсивное на этом этапе излучение накачки, необходимо после образца, но перед матрицей поставить интерференционный фильтр на его длину волны. В противном случае на фоне излучения, используемого для возбуждения, невозможно будет детектировать более слабое по интенсивности длинноволновое мерцание флуорофоров.

В результате применения голографического метода записи и последующего восстановления фазовой и амплитудной информации объекта, появляется возможность проведения визуализации динамических изменений в живых биологических образцах. Для обработки VaLM данных может быть использован как метод SOFI, так и SHRIMP алгоритм. Выбор алгоритма зависит от типа флуорофоров (эндогенный или экзогенный), необходимой скорости восстановления, периода изменения объекта и типа самих получаемых данных.

При совмещении методов VaLM-микроскопии и голографической микроскопии выполнено мультимодальное исследование живых клеточных культур. Проведен анализ морфологической и функциональной динамики биообъектов на основе полученных данных. Анализ динамики структуры и функционального состояния биообъектов на основе данных, полученных при совместном использовании методов VaLM-микроскопии и голографической микроскопии, был проведен на культурах клеток линии кератиноцитов Het-1A в ходе их обычного развития при культивировании в питательной среде и при воздействии фармакологического ингибитора пролиферации клеток. Известно, что аппликация в среду выбранного фармакологического агента вызывает угнетение пролиферации клеток линии кератиноцитов Het-1A в течение 16–24 часов.

Фазовые портреты клеток культуры при фармакологическом воздействии и при нормальном развитии в начале наблюдения, через полчаса после введения в среду ингибитора пролиферации клеток в I-ом случае,

через 8 часов и через 16 часов, выявляют, что фармакологическое воздействие вызывает снижение плотности внутриклеточных компонент, что показывает уменьшение ОРХ. Через 8 часов остается лишь небольшое плотное образование, а через 16 часов по всему объему клетки плотность существенно снижается по сравнению с контрольной серией, в которой в процессе развития происходят структурные изменения, отражающиеся в перераспределении плотности, но в среднем она остается на прежнем уровне.

Вероятно, что динамика оптической плотности вызвана изменением структуры внутриклеточных оргanelл, в частности, микротрубочек, которые хорошо видны на флуоресцентных изображениях со сверхвысоким разрешением, полученных при параллельном применении методики VaLM.

Для получения флуоресцентных изображений использовали иммуоцитохимический метод маркирования белка микротрубочек. Четкая структура микротрубочек клетки в питательной среде сохраняется на протяжении всего эксперимента, тогда как с течением времени структура микротрубочек клетки, подвергшейся воздействию ингибитора пролиферации, нарушается.

Результаты показывают, что при мультимодальном (голографическом, совмещенном с VaLM-методикой сверхвысокого разрешения) исследовании живых систем можно получить уникальные прижизненные данные о динамике морфофункционального состояния живых культур и тканей с субклеточным разрешением.

Список источников

- [1] **Рыбников, А. И.** Применение цифровых внеосевых голограмм для исследования изменений состояния живых нейронных культур / А. И. Рыбников, В. В. Дуденкова, М. С. Муравьева, Ю. Н. Захаров // Оптический журнал. — 2013. — Том 80. — № 7. — С. 66–73.
- [2] **Burnette, D. T.** Bleaching/blinking assisted localization microscopy for superresolution imaging using standard fluorescent molecules / D. T. Burnette, P. Sengupta, Y. Dai, J. Lippincott-Schwartz, B. Kachar // Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America. — 2011. — Vol 108. — № 52. — P. 21081–21086.

Complementary use of holographic and Super-resolution microscopy for the study of cell cultures in vitro

V. V. Dudenkova¹, Y. N. Zakharov²

¹ N. I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

² Center for Advanced Biomedical Imaging and Photonics, BIDMC, Harvard University, Boston, USA

An optical scheme is proposed that uses methods of off-axis digital holography and high-resolution localization fluorescence microscopy. Such a combination allows for the study of dynamic changes in living biological objects. As a result of the application of the holographic recording method and the subsequent restoration of phase and amplitude information about the object, it became possible to visualize the dynamic changes in living biological samples.

Keywords: Optics, Holography, Super-resolution microscopy.

30. Гармоническая линза с дифракционной решеткой для формирования гиперспектральных изображений

В. А. Бланк, Р. В. Скиданов

Институт систем обработки изображений Российской академии наук — филиал Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Самара, Россия

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

Рассчитан и изготовлен элемент с микрорельефом гармонической линзы и дифракционной решетки на станции лазерной записи в резисте. Фокусное расстояние линзы 120 мм, период решетки 10 мкм. Высота рельефа 6 мкм. Был собран лабораторный макет изображающего гиперспектрометра, основанного на этом элементе. На основе произведенных натуральных экспериментов получены серии гиперспектральных изображений.

Ключевые слова: Гармоническая линза, Гиперспектрометр, Дифракционная решетка, Дифракционные оптические элементы.

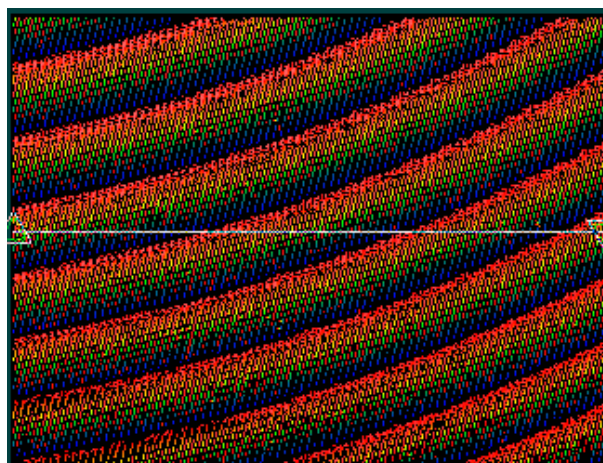
Цитирование: Бланк, В. А. Гармоническая линза с дифракционной решеткой для формирования гиперспектральных изображений / В. А. Бланк, Р. В. Скиданов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 135–137.

Введение

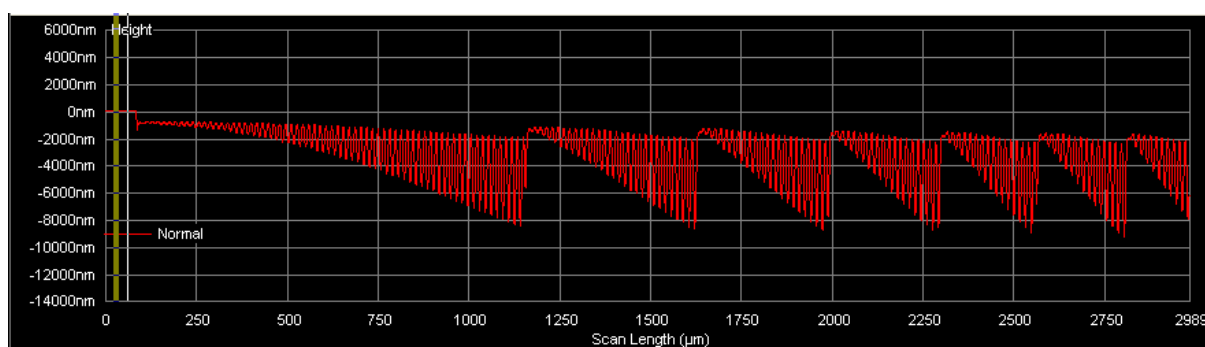
В последнее время появилось много конструкций спектрометров, которые можно использовать совместно с мобильными устройствами [1–5]. Их использование позволяет любому человеку проводить ряд анализов, которые до этого были доступны только специализированным лабораториям. Действительно, оптическая схема спектрометра относительно несложная, и ее реализация не представляет особого труда. Однако очень часто для проведения качественного спектрального анализа возможностей обычного спектрометра недостаточно, нужен изображающий спектрометр (гиперспектрометр). В последнее десятилетие гиперспектрометры широко используются в различных областях исследований. Чаще всего такие гиперспектрометры используют на спутниках или самолетах, но в последнее время все больший интерес вызывают миниатюрные спектрометры для создания портативных устройств [1]. К сожалению, оптическая схема изображающего спектрометра, сложнее оптической схемы обычного спектрометра, это связано с необходимостью минимизации абберационных искажений в спектральном блоке. Часто такие спектрометры имеют в своем

составе технологически сложные дисперсионные элементы [6]. Это и является основным препятствием для создания гиперспектрометра, который можно было бы использовать в изображающем режиме вместе со смартфоном.

В [1] описывается спектрометр, сделанный на основе, стандартной дифракционной решетки и стандартной линзы Френеля. Это очень технологичный



б)



а)

Рис. 1. Сечение рельефа краевого участка гармонической линзы с дифракционной решеткой, полученных на профилометре (а), интерферометре белого света Zygo (б)

подход, но понятно, что уровень aberrаций в такой конструкции не позволит использовать ее в изображающем режиме. Устройства, использующие в своем составе гармоническую линзу, позволяют существенно уменьшить массу, так как толщина гармонической линзы — это толщина пластины, на которой нанесен рельеф [1, 2]. Чем выше высота микрорельефа гармонической линзы, тем ближе свойства гармонической линзы к рефракционной линзе [7–10].

1. Разработка и изготовление

В работе [11] нами был рассмотрен спектрометр на основе элемента, сочетающего в себе свойства дифракционной линзы и решетки-линзы-решетки. Линза-решетка была изготовлена с фокусным расстоянием 12 мм для длины волны 550 нм. Диаметр линзы 15 мм. Плоскость регистрировала спектр от 400 нм до 700 нм.

На основе проведенных натуральных экспериментов было доказано, что такая схема работоспособна, но подобрать угол наклона регистрирующей плоскости затруднительно и при малейшей неточности результат оказывается неудовлетворительным. В связи с этим было предложено изготовить элемент, который бы в себе сочетал рельеф гармонической линзы и дифракционной решетки, так как в таком случае у нас все так же остается компактный размер спектрометра, но вот регистрирующую плоскость можно установить обычным образом — перпендикулярно оптической оси.

Гармоническая линза — это дифракционная линза, в которой есть несколько длин волн (гармоник), точно фокусируемых в расчетной фокальной плоскости [10].

На станции лазерной записи был изготовлен элемент с микрорельефом в резисте, нанесенным на кварцевую подложку, который сочетает рельеф гармонической линзы и дифракционной решетки. Фокусное расстояние линзы 120 мм, период решетки 10 мкм. Высота рельефа 6 мкм. На рис. 1 представлено сечение микрорельефа этого элемента, полученное при измерении на профилометре на интерферометре белого света Zygo.

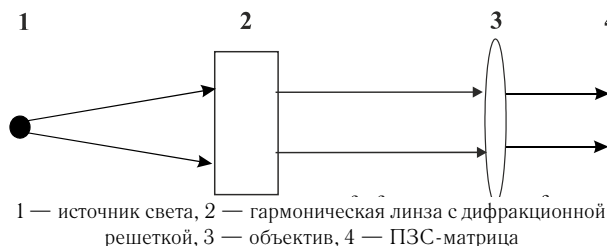
Внешний вид элемента, записанного на станции лазерной записи, представлен на рис. 2.

Произведем некоторые расчеты по изготовленной гармонической линзе.

Количество гармоник, укладываемых в видимом диапазоне от 400 нм до 700 нм всего 4, так как для $\lambda = 550$ нм и $m = 6$ мы получаем табл. 1, где k — дифракционное число.



Рис. 2. Внешний вид гармонической линзы с дифракционной решеткой



1 — источник света, 2 — гармоническая линза с дифракционной решеткой, 3 — объектив, 4 — ПЗС-матрица

Рис. 3. Оптическая схема изображающего спектрометра, основанного на гармонической линзе с дифракционной решеткой



Рис. 5. Изображающий гиперспектрометр, используемый со смартфоном

На основе гармонической линзы с дифракционной решеткой был собран изображающий спектрометр, оптическая схема которого продемонстрирована на рис. 3. В качестве источника света *1* использовался прожектор со светодиодами, *2* — гармоническая линза

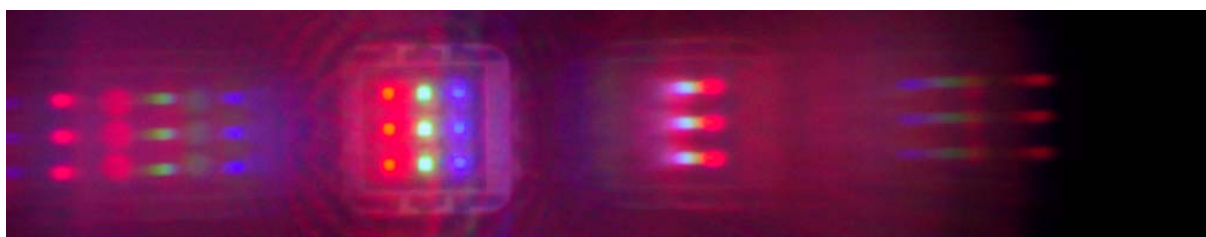


Рис. 4. Изображение, полученное при помощи спектрометра с гармонической линзой и дифракционной решеткой

с дифракционной решеткой, \mathcal{Z} — объектив, который располагался на расстоянии $f_1 + f_2$, \mathcal{A} — ПЗС-матрица.

При проведении эксперимента были получены спектральные распределения набора точечных источников. Эти распределения продемонстрированы на рис. 4. Как видно из этих распределений, для точечного источника спектр виден и без использования щелевой диафрагмы.

Такой элемент наиболее удобен для использования в сверхгабаритных спектрометрах, которые можно использовать в виде приставки к смартфону. На рис. 5 продемонстрирован лабораторный макет такого спектрометра.

Табл. 1. Длины волн, точно фокусируемые гармонической линзой

| λ , нм | k |
|----------------|-----|
| 412 | 8 |
| 472 | 7 |
| 550 | 6 |
| 660 | 5 |

Заключение

Рассчитан и изготовлен элемент, сочетающий в себе свойства дифракционной решетки и линзы. На основе изготовленного дифракционного оптического элемента был собран изображающий гиперспектрометр в виде приставки к смартфону.

Список источников

- [1] **Yang, C.** Demonstration of a PDMS based hybrid grating and Fresnel lens (G-Fresnel) device / C. Yang, K. Shi, P. Edwards, Z. Liu // Optics Express. — 2010. — Vol. 18 (23). — P. 23529–23534.
- [2] Alphanov. Spectrometer for smartphone: gospectro / URL: <http://www.alphanov.com/56-spectroscopy-gospectro---spectrometer-for-smartphone.html>.
- [3] UPB. Smartphone spectrometer / URL: <http://www.upb.edu/en/contenido/smartphone-spectrometer>.
- [4] **Cai, F.** Pencil-like imaging spectrometer for biosamples sensing / F. Cai, D. Wang, M. Zhu, S. He // Biomedical optics express. — 2017. — Vol. 8 (12). — P. 5427–5436.
- [5] Lightingpassport / URL: <https://www.lightingpassport.com>.
- [6] **Карпеев, С. В.** Исследование дифракционной решётки на выпуклой поверхности как диспергирующего элемента / С. В. Карпеев, С. Н. Хонина, С. И. Харитонов // Компьютерная оптика. — 2015. — Том 39. — № 2. — С. 211–217.
- [7] **Харитонов, С. И.** Геометрооптический расчет фокального пятна гармонической дифракционной линзы / С. И. Харитонов, С. Г. Волотовский, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 3. — С. 331–337.
- [8] **Хонина, С. Н.** Анализ фокусировки гармонической дифракционной линзой с учётом дисперсии показателя преломления / С. Н. Хонина, С. Г. Волотовский, А. В. Устинов, С. И. Харитонов // Компьютерная оптика. — 2017. — Том 41. — № 3. — С. 338–347. — DOI:10.18287/2412-6179-2017-41-3-338-347.
- [9] **Wood, A. P.** Design of infrared hybrid refractive-diffractive lenses / A. P. Wood // Applied optics. — 1992. — Vol. 31 (13). — P. 2253–2258.
- [10] **Sweeney, D. W.** Harmonic diffractive lenses / D. W. Sweeney, G. E. Sommargren // Applied Optics. — 1995. — Vol. 34 (14). — P. 2469–2475.
- [11] **Бланк, В. А.** Дифракционные оптические элементы с двойной функциональностью в изображающих гиперспектрометрах / В. А. Бланк, Р. В. Скиданов // Голография. Наука и практика. — 2016. — С. 191–193.

Harmonic lens with diffraction grating for the formation of hyperspectral images

V. A. Blank, R. V. Skidanov

Image Processing Systems of the Russian Academy of Science — Branch of the Federal Science Research Center “Crystallography and Photonics” of the Russian Academy of Science, Samara, Russia
Samara University, Samara, Russia

The element was calculated and fabricated with a microrelief of a harmonic lens and a diffraction grating at a laser recording station in a resist. The focal length of the lens is 120 mm, the grating period is 10 μm . The height of the relief is 6 μm . A laboratory model of a hyperspectrometer based on this element was assembled. A series of hyperspectral images were obtained on the basis of the experiments performed.

Keywords: Harmonic lens, Hyperspectrometer, Diffraction grating, Diffraction optical elements.

31. Голографические сенсоры компонентов водных растворов

А. В. Крайский¹, В. А. Постников², Т. В. Миронова¹, А. А. Крайский¹, М. А. Шевченко¹

¹ Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

² Институт общей и неорганической химии имени Н. С. Курнакова РАН, Москва, Россия

В докладе представлены голографические сенсоры (ГС), их основные свойства и достоинства, измерительные возможности и области применения. Показаны возможности применения современной цифровой изобразительной техники для многоканальной быстрой регистрации и обработки откликов сенсоров. Обсуждаются вопросы, связанные с точностью определения компонентов растворов. На примере реальных измерений содержания глюкозы в плазме и сыворотке крови показаны возникающие проблемы и способы их решения. Делается вывод о возможности массового применения голографических сенсоров.

Ключевые слова: Голографические сенсоры, Глюкоза, Точность измерений.

Цитирование: Крайский, А. В. Голографические сенсоры компонентов водных растворов / А. В. Крайский, В. А. Постников, Т. В. Миронова, А. А. Крайский, М. А. Шевченко // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 138–140.

В последнее время все больше внимания уделяется экспресс-диагностике, т. к. быстрое получение анализов жизненно важно при ряде массовых заболеваний, а своевременно начатое правильное лечение в значительном числе случаев приводит к восстановлению здоровья пациентов. При проведении экспресс-диагностики необходимо надежно и достаточно быстро измерить важные параметры организма с помощью достаточно простых средств. Мировой рынок средств экспресс-диагностики растет как в абсолютных ценах, так и в долях рынка диагностических средств.

Оптические сенсоры занимают на рынке заметное место. В практику начинают проникать сенсоры на фотонных структурах. Так можно называть материалы, оптические свойства которых изменяются в пространстве с периодом, близким к длине волны света. Для света в таких средах возникают резонансные явления, которые могут быть использованы для определения наличия тех или иных веществ.

Голографические сенсоры (ГС) были предложены в 90-е гг. [1–2] и в последнее десятилетие привлекают внимание исследователей, поскольку на основе ГС возможно создать новый класс диагностических устройств [3–8]. Чувствительные слои голографических сенсоров также являются одним из классов фотонных структур. В большинстве своем ГС представляют собой голограмму Денисюка. Толщина голографического слоя порядка 10–30 мкм. Такой слой отражает узкополосное излучение со спектральной шириной 8–20 нм. В гидрогелевую матрицу голографического слоя встроены соединения, обеспечивающие сжатие или набухание слоя при взаимодействии с анализируемым веществом. По величине изменения можно определять концентрацию этого вещества.

О первом наблюдении реакции голограммы на влажность окружающей атмосферы сообщено в [9], где приводится страница рабочего журнала Ю. Н. Денисюка, в котором он отметил при описании свойств первой своей голограммы в конце 1959 — первых числах января 1960 гг., что блик отраженного света крас-

неет при дыхании на голографический слой. Фактически это было первое наблюдение голограммы, как голографического сенсора влажности.

Сейчас число публикаций по ГС растет. Среди них имеется ряд обзорных статей по ГС [6–8, 10–11]. С наибольшей полнотой вопросы, связанные с ГС, освещены в [8] (на момент выхода обзора, 2014 г.).

В сущности, голографические сенсоры представляют собой новый класс диагностических устройств, возможные свойства которых пока вряд ли можно представить с исчерпывающей полнотой.

Голографические сенсоры позволяют измерять компонентный состав растворов и некоторые физические параметры среды: в частности, кислотность водных растворов [12, 8]; содержание ионов металлов [13, 5, 8]; определять наличие метаболитов [14, 8], спор бактерий и их роста [15, 8, 16], концентрацию глюкозы в крови [17, 8], содержание глюкозы в других биологических жидкостях [18, 8], содержание мочевины, сорбитола; определять концентрацию спирта [3, 5], влажность и температуру [21, 8], проводить анализ лактата в плазме крови [19, 8]. С помощью голографических сенсоров на основе гидрофобной матрицы можно определять содержание горючих углеводородных газов в воздухе [20, 8].

Голографические сенсоры имеют достаточно высокую чувствительность, причем к некоторым классам веществ — даже к следовым концентрациям. Можно проводить как визуальную оценку отклика, так и точную обработку цифровых изображений для одного и того же датчика. При этом сенсоры обеспечивают достаточно высокую точность и локальность, можно измерять пространственное распределение аналита по всей поверхности сенсора, фиксируя отклик сенсора с помощью цифровой регистрирующей аппаратуры. Можно работать с бытовыми фотоаппаратами, в том числе, с мобильными устройствами. Сенсоры при изготовлении достаточно просто адаптируются к другому аналиту. Сенсоры просты в обращении и дешевы, в большинстве случаев обратимы, с ними можно работать в реальном времени. При работе не выделяются

токсичные продукты. Сенсоры позволяют применять микрофлюидную технику.

Голографические сенсоры могут применяться в различных областях: в медицине, в экологии, для мониторинга окружающей среды, в пищевой промышленности, технике. Они могут применяться в полевых условиях и в быту. При этом они могут найти массовое применение для контроля питьевой воды на содержание ионов металлов, т. е. жесткости воды. Возможен контроль глюкозы и иных компонентов в крови и в других биологических жидкостях, те возможны неинвазивные методы контроля содержания глюкозы в организме, например, по поту или с помощью специализированных контактных линз по слезной жидкости. При этом контроль можно проводить с помощью адаптированного смартфона или простого специализированного цифрового устройства.

Возможен также контроль мочевины в молоке, содержание которой повышается при неправильном питании коров, контроль авиационного керосина на присутствие воды.

Важным параметром ГС сенсоров является точность определения измеряемых параметров. Точность определяется прежде всего спектральной шириной спектра отражения, и для большей точности эта ширина должна быть мала. При малой дифракционной эффективности (ДЭ) голографического слоя спектральная ширина определяется только толщиной слоя (чем толще слой, тем меньше ширина). Однако при значении ДЭ более 0,1 ширина увеличивается с ростом ДЭ. Поэтому желательно, чтобы величина ДЭ не превышала 0,4 [14].

В силу своей пространственной протяженности ГС позволяет проводить в различных зонах своей площади независимые измерения различных образцов и/или определение различных компонентов. Для возможности проведения одновременной фиксации результатов этих измерений и ускорения этой фиксации для узкополосного излучения был разработан метод определения длины волны этого излучения [23–24] по цветности цифрового изображения поверхности сенсора. Точность определения длины волны составила от 0,2 нм до 2 нм, в зависимости от длины волны.

При определении содержания глюкозы в плазме крови или в сыворотке крови, мешающим фактором было присутствие в них солей щелочных металлов, что приводило к падению чувствительности к глюкозе почти на порядок — от 6 нм/ммоль до 0,44 нм/ммоль. Эта проблема была решена с помощью преобразования глюкозы в сорбитол. В результате чувствительность, несмотря на присутствие солей металлов, была повышена до 400 нм/ммоль.

Стандартное отклонение при измерении длины волны с помощью ГС и миниспектрометра с волоконным входом у нас составляет 0,05 нм при спектральной ширине аппаратной функции 5 нм. При чувствительности сенсора 60 нм/ммоль прецизионность определения глюкозы составляет около 0,86 мкм. При повышении чувствительности до 400 нм/ммоль величина стандартного отклонения для глюкозы уменьшится еще в несколько раз. Т. о. полученные сенсоры значительно превосходят требования, предъявляемые для бытовых электронных глюкометров, составляющие 15 % и не менее 0,83 ммоль/л. На основе этого с помощью ГС совместно с биофизиками было измерено снижение на 12 % концентрации глюкозы в плазме крови после насыщения венозной крови кислородом [25].

Т. о. голографические сенсоры являются новым классом диагностических средств с широким спектром анализируемых компонентов и высокой чувствительностью. На примере анализа глюкозы в плазме и сыворотке крови показаны возникающие проблемы и способы их решения. Работы, проведенные как за рубежом, так и у нас, показывают, что голографические сенсоры являются серьезным претендентом на создание на их основе простых в работе, дешевых, малогабаритных и легких аналитических комплексов широкого спектра назначения. Представляется, что дальнейшее развитие работ по голографическим сенсорам следует вести как на разработку концепции применения этих комплексов, их технологической проработки и развертывания производства таких комплексов, так и в направлении разработки анализа различных веществ.

Список источников

- [1] **Patent № 1995 026 499 A1 WO**. Hologram used as a sensor / C. R. Lowe, R. B. Millington, J. Blyth, A. G. Mayes. — Оpubл. 05.10.1995.
- [2] **Millington, R. B.** Holographic sensor for Proteases / R. B. Millington et al. // *Anal. Chem.* — 1995. — Vol. 67. — P. 4229–4233.
- [3] **Mayes, A. G.** A holographic alcohol sensor / A. G. Mayes et al. // *Anal. Chem.* — 1999. — Vol. 71. — P. 3390–3396.
- [4] **Toal, V.** Introduction to Holography / V. Toal // CRC Press: Boca Raton. — FL, 2011. — 441 p.
- [5] **Крайский, А. В.** Голографические сенсоры для диагностики компонентов растворов / А. В. Крайский, В. А. Постников, Т. Т. Султанов, Хамидулин // *Квантовая электроника*. — 2010. — Том 40. — № 2. — С. 178–182.
- [6] **Kraiskii, A. V.** Holographic sensors for diagnostics of solution components / A. V. Kraiskii, V. A. Postnikov, T. T. Sultanov, A. V. Khamidulin // *Quantum Electronics* — 2010. — Vol. 40 (2). — P. 178–182;
- [7] **Postnikov, V. A.** Holographic Sensors for Detection of Components in Water Solutions / V. A. Postnikov, A. V. Kraiskii, V. I. Sergienko // in book «Holography — Basic Principles and Contemporary Applications» — Dr. Emilia Mihaylova (Ed.). — ISBN 978-953-51-1117-7. — InTech, 2013. — P. 103–128. — DOI: 10.5772/53564.

- [8] **Mihaylova, E.** Research on Holographic Sensors and Novel Photopolymers at the Centre for Industrial and Engineering Optics / E. Mihaylova et al. // in book «Holography — Basic Principles and Contemporary Applications». — Dr. Emilia Mihaylova (Ed.). — ISBN: 978-953-51-117-7. — InTech, 2013. — P. 89–102. — DOI: 10.5772/56061.
- [9] **Yetisen, A. K.** Holographic Sensors: Three-Dimensional Analyte-Sensitive Nanostructures and Their Applications / A. K. Yetisen, I. Naydenova, F. da Cruz Vasconcellos, J. Blyth, C. R. Lowe // Chem. Rev. — 2014. — 1409300950
- [10] **Стаселько, Д. И.** Юрий Николаевич Денисюк и трехмерная оптическая голография / Д. И. Стаселько // Как это было. Воспоминания создателей отечественной лазерной техники. Ч. 3 под ред. И. Б. Ковш — М., 2011 — Лазерная ассоциация.
- [11] **Yetisen, A. K.** Photonic hydrogel sensors / A. K. Yetisen et al. // Biotechnol Adv — 2016. — Vol. 34 (3). — P. 250–271.
- [12] **Zawadzka, M.** Photonic Materials for Holographic Sensing / M. Zawadzka et al. // in M. J. Serpe (eds.), Photonic Materials for Sensing, Biosensing and Display Devices, Springer Series / M. J. Serpe et al. // in Materials Science 229. — 2016. — DOI 10.1007/978-3-319-24990-2_11
- [13] **Marshall, A. J.** pH-Sensitive Holographic Sensors / A. J. Marshall et al. // Anal. Chem. — 2003. — Vol. 75 (17). — P. 4423–4431. — DOI: 10.1021/ac020730k
- [14] **Mayes, A. G.** Metal Ion-Sensitive Holographic Sensors / A. G. Mayes et al. // Anal. Chem. — 2002. — Vol. 74 (15). — P. 3649–3657. DOI: 10.1021/ac020131d
- [15] **Marshall, A. J.** Metabolite-Sensitive Holographic Biosensors / A. J. Marshall et al. // Analytical Chemistry. — 2004. — Vol. 76 (5). — P. 1518–1523.
- [16] **Bhatta, D.** Holographic sensors for the detection of bacterial spores / D. Bhatta et al. // Biosensors and Bioelectronics. — 2007. — Vol. 23. — Issue 4. — P. 520–527.
- [17] **Lee, M. C.** Glucose-Sensitive Holographic Sensors for Monitoring Bacterial Growth / M. C. Lee et al. // Analytical Chemistry — 2004. — Vol. 76 (19). — P. 5748–5755.
- [18] **Kabilan, S.** Glucose-sensitive holographic sensors / S. Kabilan et al. // J. Mol. Recognit. — 2004. — Vol. 17. — P. 162–166. — DOI:10.1002/jmr.663.
- [19] **Yang, X.** Towards the real-time monitoring of glucose in tear fluid: Holographic glucose sensors with reduced interference from lactate and pH / X. Yang et al. // Biosensors and Bioelectronics. — 2008. — Vol. 23. — P. 899–905.
- [20] **Sartain, F. K.** Holographic Lactate Sensor / F. K. Sartain, X. Yang, C. R. Lowe // Analytical Chemistry. — 2006. — 78 (16). — P. 5664–5670. — DOI:10.1021/ac060416g.
- [21] **Martinez-Hurtado, J. L.** Holographic Detection of Hydrocarbon Gases and Other Volatile Organic Compounds / J. L. Martinez-Hurtado et al. // Langmuir. — 2010. — Vol. 26. — P. 15694–15699. — DOI:10.1021/la102693m.
- [22] **Naydenova, I.** A visual indication of environmental humidity using a color changing hologram recorded in a self-developing photopolymer / I. Naydenova // Appl. Phys. Lett. — 2008. — Vol. 92. — P. 031109. — DOI:10.1063/1.2837454.
- [23] **Крайский, А. А.** Определение параметров голографического слоя по его спектральным характеристикам / А. А. Крайский, А. В. Крайский // Квант. Электроника. — 2016. — Том 46. — № 6. — С. 558–566.
- [24] **Kraiski, A. A.** Determination of the parameters of a holographic layer by its spectral characteristic / A. A. Kraiski, A. V. Kraiskii // Quantum Electron. — 2016. — 46 (6). — P. 558–566. — DOI:10.1070/QEL14915.
- [25] **Крайский, А. В.** Измерение поверхностного распределения длины волны узкополосного излучения колориметрическим методом / А. В. Крайский, Т. В. Миронова, Т. Т. Султанов // Квант. Электроника. — 2010. — Том 40. — № 7. — С. 652–658.
- [26] **Kraiskii, A. V.** Measurement of the surface wavelength distribution of narrow-band radiation by a colorimetric method / A. V. Kraiskii, T. V. Mironova, T. T. Sultanov // Quantum Electronics. — 2010. — 40 (7). — С. 652–658.
- [27] **Крайский, А. В.** Измерение длины волны узкополосного излучения при обработке цифровых фотографий в RAW-формате / А. В. Крайский, Т. В. Миронова, Т. Т. Султанов // Квант. Электроника. — 2012. — Том. 42. — № 12. — С. 1137–1139.
- [28] **Kraiskii, A. V.** Narrow-band radiation wavelength measurement by processing digital photographs in RAW format / A. V. Kraiskii, T. V. Mironova, T. T. Sultanov // Quantum Electronics. — 2012. — 42 (12). — С. 1137–1139.
- [29] **Зайцева, Г. В.** Эффекты уменьшения концентрации глюкозы в плазме крови после насыщения крови кислородом / Г. В. Зайцева и др. // Краткие сообщения по физике ФИАН. — 2017. — Тол. 44. — № 6. — С. 3.

Holographic sensors of aqueous solution components

A. V. Kraiski¹, V. A. Postnikov², T. V. Mironova¹, A. A. Kraiski¹, M. A. Shevchenko¹

¹ P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

² Kurnakov Institute of General and Inorganic Chemistry of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

The report presents holographic sensors (HS), their main properties and advantages, measuring capabilities and applications. The possibilities of applying modern digital imaging technology for multichannel rapid registration and processing of sensor responses are shown. Issues related to the accuracy of determination of the components of solutions are discussed. In the example of real measurements of the glucose content in plasma and serum, the emerging problems and ways to solve them are shown. The conclusion is made about the possibility of mass application of holographic sensors.

Keywords: Holographic sensors, Glucose, Measurement accuracy.

32. Электрооптический деспеклер на основе сегнетоэлектрического ЖК

Н. В. Заляпин¹, А. Л. Андреев¹, Т. Б. Андреева¹, И. Н. Компанец^{1,2}

¹ Физический институт имени П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

² Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

В современных дисплеях лазеры используются в качестве внешних источников света для повышения насыщенности цвета и яркости изображений. Однако для их эффективного использования требуется дополнительное устройство — деспеклер, который подавляет способность лазерного излучения к интерференции, которая является причиной спекл-шума в лазерных изображениях. Пространственно-неоднородная модуляция фазовой задержки, глубина которой порядка и больше π , позволяет разрушить фазовые соотношения в лазерном пучке, проходящем через электрооптическую ячейку с сегнетоэлектрическим жидким кристаллом и, следовательно, эффективно подавить спеклы. Такой деспеклер можно использовать с успехом в голографии и в проекционных дисплеях

Ключевые слова: Лазерный пучок, Интерференция, Жидкий кристалл, Рассеяние света, Подавление спеклов.

Цитирование: Заляпин, Н. В. Электрооптический деспеклер на основе сегнетоэлектрического ЖК / Н. В. Заляпин, А. Л. Андреев, Т. Б. Андреева, И. Н. Компанец // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 141–145.

Введение

Спекл-шум в изображениях, формируемых лазерным пучком, появляется из-за интерференции рассеянных световых волн и устраняется (подавляется) путем разрушения фазовых соотношений в лазерном пучке с помощью деспеклера [1]. На практике в настоящее время в этом устройстве часто используется тонкая движущаяся пленка (диффузор), которая вибрирует на частоте около 100 Гц в квази-синусоидальном режиме с амплитудой до 60 мкм. Этот метод характеризуется нестабильной работой и «усталостью» пленки.

Было много других способов создания деспеклера, но все они имеют серьезные ограничения (например, большие размеры, малый срок службы, нестабильность работы или нетехнологичность изготовления и использования). Поэтому в Физическом институте им. П. Н. Лебедева в Москве был впервые предложен электрооптический метод [2, 3], для чего была использована простая одно-пиксельная ячейка с геликоидальным (спиральным) сегнетоэлектрическим жидким кристаллом (СЖК). Переменное электрическое поле вызывало пространственные деформации спирали, которые приводили к образованию в ЖК-слое мелкомасштабных пространственно-неоднородных структур и к случайному распределению градиентов показателя преломления. В связи с этим фазовые соотношения в лазерном пучке разрушались, и спекл-шум подавлялся (или его оптический контраст резко уменьшался).

Как было обнаружено позднее [4], наличие спирали в СЖК имеет такие недостатки, как изменение спектра излучения и остаточное рассеяние света после выключения электрического поля. Чтобы устранить эти недостатки, был использован другой тип СЖК, а именно негеликоидальный (бесспиральный), в котором спиральная закрутка молекул полностью компенсируется взаимодействием добавок с противоположными знаками оптической активности [5].

Наконец, были разработаны новые бесспиральные FLC, обладающие сравнительно небольшим значением спонтанной поляризации (менее 50 нК/см²), высокой вращательной вязкостью (от 0,3 до 1,0 Пуаза) и пространственной периодической деформацией смектических слоев в отсутствие внешнего электрического поля [6, 7]. Было показано, что в таком СЖК при приложении переменного электрического поля:

1) при переходе к максвелловскому механизму диссипации энергии (т. е. при переходе от вращательной вязкости к сдвиговой) в СЖК возникают динамические солитонные волны, и директор, определяющий главную оптическую ось кристалла, переориентируется вследствие движения солитонных волн;

2) в определенных композициях СЖК в прозрачной солитонной моде наблюдаются быстрый (с временем менее 50 мкс) электрооптический отклик и безгистерезисная модуляционная характеристика с непрерывной серой шкалой в интервале частот до 6 кГц;

3) в определенных композициях СЖК наблюдается интенсивное рассеяние света с малым временем переключения оптического состояния, в том числе бистабильное рассеяние с запоминанием одного из состояний;

4) возможна быстрая и пространственно-неоднородная модуляция фазовой задержки, инициированная включением рассеяния света.

Последние две позиции являются основой для достижения новых результатов в уменьшении контраста спекл-картин, и мы рассмотрим их более подробно. Отметим также, что упомянутые выше особенности зависят от периода деформации смектических слоев в той или иной СЖК-композиции.

Основой новых СЖК являются те же производные терфенил-дикарбоновой кислоты, которые используются в качестве оптически активных легирующих примесей в известных СЖК. Различия заключаются в конкретных составах СЖК, проявляющих разные уникальные свойства. Тем не менее, хотя значения

вращательной вязкости в разных составах различаются значительно, другие параметры — спонтанная поляризация P_s , угол наклона молекул в смектических слоях Θ_0 и последовательность фазовых переходов, для всех СЖК довольно близки [7].

Периодическая деформация смектических слоёв

В случае гомеотропной ориентации молекул периодическая деформация смектических слоев в новых бесспиральных СЖК отчетливо наблюдается в виде чередующихся полос с периодом от 1,5 до 5 мкм, который зависит от молекулярной структуры материала [6, 7].

Деформация происходит при следующем соотношении между значениями материальных параметров СЖК.

1. Вращательная вязкость находится в диапазоне $0,3 < \gamma_\varphi < 1,0$ Пуаз; если она меньше, переход к сдвиговой вязкости γ_ψ не достигается, и солитонный механизм переориентации директора СЖК не реализуется; если она больше 1,0 Пуаз, то время оптического отклика также возрастает и на более высоких частотах, и переход в солитонный режим не наблюдается.

2. Величина спонтанной поляризации P_s меньше 50 нК/см^2 ; если она больше, напряжение насыщения увеличивается, начинают формироваться сегнетоэлектрические домены, и тогда имеет место остаточное рассеяние света после выключения электрического поля.

Периодическая деформация смектических слоев отвечает за свойства новых СЖК, указанные выше. Действительно, быстрый электрооптический отклик с непрерывной серой шкалой в прозрачном режиме, который может использоваться в устройствах отображения, наблюдается в композициях СЖК с довольно большим периодом деформации, более 2 мкм. Например, для состава HF32F период составляет 4 мкм.

Интенсивное электрически управляемое рассеяние света в СЖК, которое может быть использовано в бесполяроидных устройствах модуляции света, проявляется в композициях с относительно малым периодом деформации, порядка 1,5–2,0 мкм (это значение для HF32 составляет около 1,5 мкм).

Инициированное включением светорассеяния быстрое изменение фазовой задержки света, которое может быть использовано для подавления спеклов в лазерных изображениях, более предпочтительно реализуется в композициях СЖК с периодом деформации около 3 мкм. Хотя периоды пространственной деформации композиций HF32F и HF32B различны, другие материальные параметры этих составов практически одинаковы.

Рассеяние света в негеликоидальных СЖК

Рассеяние света в СЖК происходит на границах спонтанно упорядоченных областей, которые образуются в бесспиральном СЖК в процессе возникновения волн стационарного профиля — солитонов. Рассеяние происходит после изменения знака электрического поля и исчезает, когда движение солитонов одинаково переориентирует директор во всех смектических слоях.

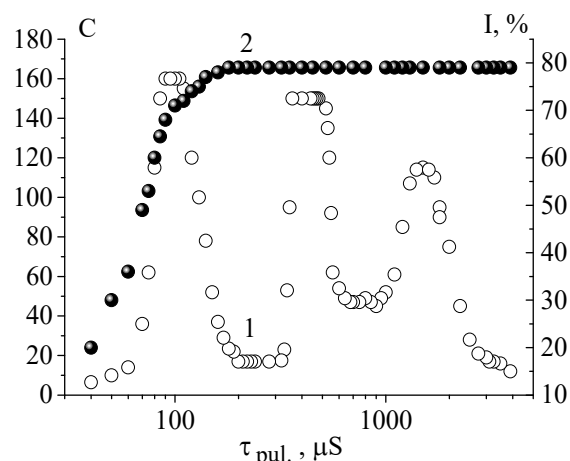


Рис. 1. Зависимость эффективности светорассеяния C (кривая 1) и пропускания света I (кривая 2) от длительности биполярных импульсов напряжения с фиксированной амплитудой $\pm 50 \text{ В}$. Толщина электрооптической ячейки с СЖК HF32 — 18 мкм.

Изменение направления электрического поля снова приводит к образованию переходного домена, и процесс повторяется [7].

При определенном соотношении между амплитудой и длительностью биполярных импульсов напряжения, энергией деформации смектических слоев и спонтанной поляризацией СЖК, процесс рассеяния света на динамической структуре, возникающей при переходе к максвелловскому механизму диссипации энергии, имеет бистабильный характер. Оптическое состояние с интенсивным рассеянием или без рассеяния можно переключить в течение нескольких десятков микросекунд и запомнить в течение нескольких десятков секунд или до прихода импульса противоположной полярности. Максимальная частота модуляции света может достигать 5 кГц, а оптический контраст — более 200:1.

Вследствие отсутствия спирали в СЖК отсутствует рассеяние световых лучей после выключения электрического поля, и пропущенное через ячейку оптическое излучение не меняет свой спектральный состав. Поскольку величина спонтанной поляризации не превышает 50 нК/см^2 , сегнетоэлектрические домены не возникают, и в отсутствие электрического поля нет центров рассеяния и дифракции. Напряжение насыщения довольно низкое, и, следовательно, рабочее напряжение ячейки FLC также довольно низкое.

Существует оптимальное соотношение между периодом деформации смектических слоев FLC и толщиной электрооптической ячейки, когда при определенной напряжённости электрического поля E скорость движения солитонных волн максимальна (соответственно, время электрооптического отклика $\tau_{0,1-0,9}$ минимально), и также максимальна частота модуляции света.

Существует ограничение на минимальную длительность импульсов напряжения, которые включают

и выключают процесс рассеяния. Она не должна превышать характерное время переориентации директора, вызванное движением ориентационного перегиба [7].

$$\tau_c = \frac{2\gamma_w}{\Theta_0^2(P_s E \cos\phi_0 + M)}, \quad (1)$$

где ϕ_0 — начальный азимутальный угол ориентации директора. Если $\phi_0 = 30^\circ$, $P_s = 50 \text{ нК/см}^2$, $M = 4 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^3$, $E = 3 \text{ В/мкм}$, угол наклона молекул $\Theta_0 = 23^\circ$ и $\gamma_w = 0,2 \text{ Пуаз}$, тогда время переориентации директора τ_c составляет около 150 мкс.

В зависимости от времени действия электрического поля (по длительности импульсов напряжения) и толщины электрооптической ячейки могут наблюдаться несколько максимумов рассеяния света с разной эффективностью рассеяния S (или коэффициентом контраста) — рис. 1. Появление второго и третьего максимумов эффективности рассеяния света происходит с увеличением толщины электрооптической ячейки до 18 мкм.

Максимальная эффективность рассеяния света и максимальный коэффициент пропускания света достигаются при разных длинах импульсов управляющего напряжения. Увеличение длительности импульса приводит к увеличению длины доменных стенок и к нерегулярным структурам рассеяния. Как следствие, плотность центров рассеяния уменьшается, что является причиной снижения эффективности рассеяния света (рис. 1).

Основными возможными применениями светорассеивающих композиций СЖК являются: бесполароидные оптические затворы для видимой и ИК-области спектра, энергетически эффективные экраны электронных книг, 3D-визуализаторы объемных (вольюметрических) дисплеев и т. д. Важно также, что светорассеивание может инициировать в СЖК процесс формирования пространственно-неоднородных структур с разными градиентами показателя преломления, которые разрушают фазовое согласование лазерных лучей.

Быстрая модуляция фазовой задержки света

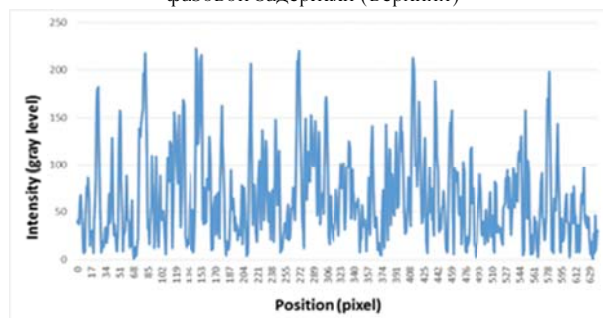
Когда длительность импульсов напряжения, подаваемых одновременно на электрооптическую ячейку, соответствует разным максимумам эффективности светорассеяния (рис. 1), переходы между светорассеивающими модами (соответствуют максимумам рассеяния света) приводят к наиболее хаотическому изменению положения индикатрисы рассеяния.

Из-за кратковременного включения светорассеяния (менее чем на 50 мкс) образуются структуры с почти случайным распределением градиентов показателя преломления по всему объему СЖК, являющиеся причиной пространственно-неравномерной фазовой модуляции (в сечении пучка) излучения в электрооптической ячейке. Глубина модуляции порядка и больше π ,

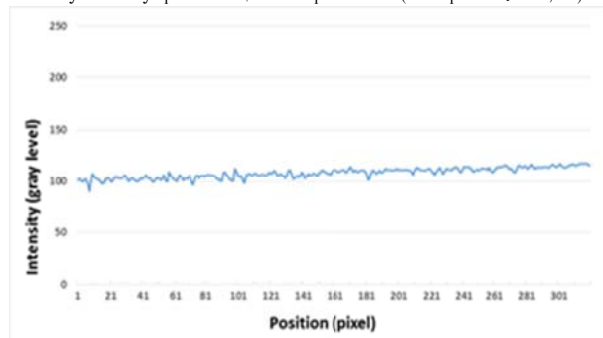
что позволяет разрушать фазовые соотношения в лазерном пучке, проходящем через электрооптическую ячейку, и, следовательно, подавлять спекл-шум в изображениях, формируемых лазерным лучом [8, 9].



а) оциллограммы управляющего напряжения (нижняя) и фазовой задержки (верхняя)



б) распределение интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного луча, прошедшего через электрооптическую ячейку в отсутствие управляющего напряжения (контраст $C_1 = 0,82$)



в) распределение интенсивности излучения в поперечном сечении лазерного луча при подаче управляющего напряжения (контраст $C_2 = 0,07$)

Рис. 2. Иллюстрация работы экспериментального образца деспеклера с использованием нового бесспирального СЖК (состав HF35). Толщина электрооптической ячейки 20 мкм; длина волны лазерного излучения 0,65 мкм; частота низкочастотного сигнала 2 кГц и амплитуда $\pm 50 \text{ В}$; частота модулирующего сигнала 7 кГц и амплитуда $\pm 15 \text{ В}$ (напряженность электрического поля 3,25 В/мкм)

Именно такой подход был использован для разработки эффективного электрооптического деспеклера — устройства, которое позволяет уменьшить (подавить) спеклы в лазерных изображениях, поскольку СЖК-ячейка разрушает фазовые соотношения в про-

ходящем лазерном пучке, и лазерные лучи теряют способность создавать случайные интерференционные картины — спекл-шум.

Для создания разных не повторяющихся распределений градиентов показателя преломления в объеме слоя СЖК на ячейку подавались импульсы двухчастотного напряжения различной формы (обычно меандра), причём импульсы низкой частоты (до 2 кГц) модулировались импульсами высокой частоты (до 10 кГц). Рис. 2 иллюстрирует работу экспериментального образца деспеклера с использованием нового бесспирального СЖК. Режим импульсного напряжения показан на рис. 2а. Соответственно показано распределение интенсивности спеклов в поперечном сечении лазерного луча за ячейкой СЖК, когда управляющее напряжение на электродах отсутствует (рис. 2б) и приложено (рис. 2в).

Спекл-картины записывались с помощью ПЗС-камеры и обрабатывались с помощью специального программного продукта. Сравнение с деспеклером на основе спирального СЖК показывает, что деспеклер на основе бесспирального СЖК имеет важные преимущества: как минимум, в четыре раза большую частоту модуляции, неизменный спектральный состав проходящего оптического излучения и отсутствие остаточного рассеяния света в отсутствие электрического поля (из-за отсутствия спиральной структуры).

Эффективность уменьшения контраста спеклов, рассчитанная по данным на рис. 2, как отношение R между контрастом C_1 , измеренным без деспеклера, и контрастом C_2 , измеренным с включённым деспеклером: $R = 10 \log_{10}(C_1/C_2) = 10,2$ дБ. Возможно, этот результат для ячейки СЖК толщиной 20 мкм с составом HF35 является оптимальным. В образцах с ячейками толщиной 8–13 мкм контраст спекл-структур составлял всего 9 дБ при напряжении ≤ 35 В.

Эксперименты показали простоту и очень высокую эффективность деспеклера на основе на электро-

оптической ячейки с бесспиральным СЖК. Такое устройство может широко использоваться в голографических и проекционных дисплеях с лазерными источниками. Для записи голограмм его применение, однако, проблематично вследствие деполяризации рассеянного в устройстве света.

Заключение

Изучен экспериментальный образец электрооптического модулятора с функцией деспеклера на основе ячейки с негеликоидальным СЖК.

Рассмотрена пространственно-неоднородная (по поперечному сечению лазерного луча) фазовая модуляция излучения с помощью простой (однопиксельной) электрооптической СЖК-ячейки, инициированная кратковременным светорассеянием, вызванным одновременным приложением двухчастотных импульсов управляющего напряжения. Благодаря выбору параметров композиции СЖК, увеличению толщины слоя до 18–20 мкм и режиму управления с длительностью биполярного импульса, соответствующей разным максимумам рассеяния света, не только уменьшен контраст спекл-структур (до 0,07 с выигрышем в 10,2 дБ), но и увеличена частота модуляции фазовой задержки (до 2 кГц). При этом спектральный состав модулированного излучения не изменялся, и рассеяние света в отсутствие напряжения на деспеклере не наблюдалось. К тому же одинаковые формы низко- и высокочастотных импульсов напряжения (меандр) упрощали электронную схему управления устройством. Указанные свойства характеризуют главные преимущества электрооптического деспеклера на основе СЖК.

Данная работа поддержана Министерством образования и науки России (уникальный идентификатор проекта RFMEFI60417X0191).

Авторы выражают благодарность Юрию П. Бобылеву и Вадиму М. Шошину за изготовление электрооптических СЖК-ячеек.

Список источников

- [1] Goodman, J. W. Laser Speckle and Related Phenomena / J. W. Goodman. — Berlin, Springer-Verlag, 1984. — P. 9–75.
- [2] Андреев, А. Л. Подавление спекл-шума с помощью жидкокристаллической ячейки / А. Л. Андреев, Т. Б. Андреева, И. Н. Компанец, М. В. Минченко, Е. П. Пожидаев // Квантовая электроника. — 2008. — Vol. 38. — № 12. — С. 1166–1170.
- [3] Andreev, A. L. Speckle-noise suppression due to a single ferroelectric liquid crystal cell / A. L. Andreev, T. B. Andreeva, I. N. Kompanets, M. V. Minchenko, E. P. Pozhidaev // Journal of the SID. — 2009. — Vol. 17. — № 10. — P. 801–807.
- [4] Андреев, А. Подавление спекл-шума с помощью ячейки негеликоидального сегнетоэлектрического жидкого кристалла / А. Андреев, Т. Андреева, И. Компанец, Н. Заляпин // Квантовая электроника. — 2014. — Vol. 44. — № 12. — С. 1136–1140.
- [5] Beresnev, L. A. First non-helix ferroelectric liquid crystal / L. A. Beresnev, V. A. Baykalov, L. M. Blinov, E. P. Pozhidaev, G. V. Purvanetskas // Pisma v ZhETF. — 1981. — Vol. 33. — № 10. — P. 553–557.
- [6] Andreev, A. Optical response time of helix-free FLC: continuous gray scale, fastest response, and lowest control voltage / A. L. Andreev, T. B. Andreeva, I. N. Kompanets, N. V. Zalyapin // Journal of the SID. — 2014. — Vol. 22. — № 2. — P. 115–121.
- [7] Andreev, A. Fast bistable intensive light scattering in helix-free ferroelectric liquid crystals / A. Andreev, T. Andreeva, I. Kompanets, N. Zalyapin, H. Xu, M. Pivnenko, D. Chu // Applied Optics. — 2016. — Vol. 55. — № 13. — P. 3483–3492.
- [8] Andreev, A. Novel FLC materials open new possibilities for FLCOS based microdisplays and video projectors / A. L. Andreev, T. B. Andreeva, I. N. Kompanets, N. V. Zalyapin, R. S. Starikov // Physics Procedia. — 2015. — Vol. 73. — P. 87–94.

- [9] **Андреев, А.** Электрооптический деспеклер на основе негеликоидального сегнетоэлектрического жидкого кристалла / А. Л. Андреев, Н. В. Заляпин, Т. Б. Андреева, И. Н. Компанец // Квантовая электроника. — 2017. — Vol. 47. — № 11. — С. 1064–1068.

Electrooptical despeckler based on the ferroelectric liquid crystal

N. V. Zalyapin¹, A. L. Andreev¹, T. B. Andreeva¹, I. N. Kompanets^{1,2}

¹ P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

² National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

In modern displays the laser diodes are used as external light sources to improve the color saturation and brightness of images. To use them effectively, however, you need an additional device — a despeckler, which suppresses the interference ability of the laser radiation that is the reason of a speckle-noise in laser images. Spatially non-uniform modulation of the phase delay, the depth of which is the order and more π , allows to destroy the phase relations in a laser beam passing through an electro-optical cell with the Ferroelectric Liquid Crystal (FLC) and, consequently, to suppress effectively the speckles.

Keywords: Laser beam, Interference, Liquid crystal, Light scattering, Speckle suppression.

33. Голографический прицел световодного типа с синтезированным зрачком

С. Н. Корешев^{1,2}, М. К. Шевцов²

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

² АО «Государственный оптический институт имени С. И. Вавилова», Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена принципиальная схема голографического коллиматорного прицела световодного типа с синтезированным зрачком. Даны рекомендации по расчету основных геометрических параметров прицела. Обсуждаются возможные технологии изготовления входящих в его состав голограммных элементов. Приведены описание лабораторного макета оптической системы прицела и результаты его экспериментального исследования.

Ключевые слова: Голографический коллиматорный прицел, Голограмма полного внутреннего отражения, Световод, Синтез зрачка, Расчет основных геометрических параметров оптической схемы.

Цитирование: Корешев, С. Н. Голографический прицел световодного типа с синтезированным зрачком / С. Н. Корешев, М. К. Шевцов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 146–149.

Введение

Практически все известные и используемые в настоящее время схемы голографических коллиматорных прицелов обеспечивают компенсацию температурного дрейфа прицельной марки и относительно высокое, превышающее 80 %, интегральное пропускание в наблюдательном канале прицела [1–5].

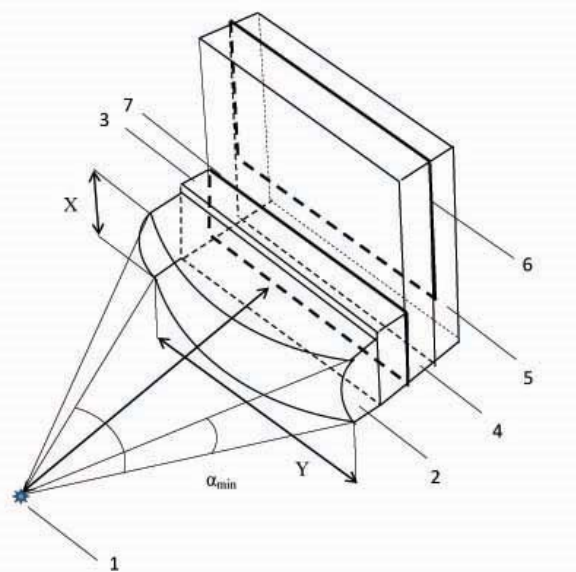
В качестве излучения в них, как правило, используется лазерный диод. При этом близкая по форме к квадрату конфигурация выходного зрачка прицела и существенно различающаяся в двух главных сечениях расходимость излучения лазерного диода обуславливают принципиальные существенные потери энергии излучения диода и, как следствие этого, быстрое истощение источников питания. Один из возможных путей устранения этого недостатка голографических прицелов состоит в синтезе выходного зрачка прицела из нескольких субапертур прямоугольной формы, минимальный размер которых превышает максимальный размер зрачка глаза оператора.

1. Схематехническое решение прицела с синтезированным зрачком

Основная трудность при разработке принципиальной схемы голографического прицела с синтезированным зрачком заключалась в необходимости сочетания принципа синтеза зрачка с минимизацией массы и размеров прицела при обеспечении компенсации температурного дрейфа положения прицельной марки. В связи с этим за основу разработки была принята принципиальная схема прицела световодного типа [6], представленная на рис. 1.

На нем обозначены: 1 — лазерный диод, 2 — объектив, 3 — пропускающая дифракционная решетка, 4 — голограмма прицельной марки, 5 — стеклянная пластина, 6 — эмульсионный слой голограммы, 7 — эмульсионный слой дифракционной решетки. Объектив 2 может располагаться отдельно от световода, т. е. решетки 3, а может быть, и приклеен к ней. Отметим, что в соответствии с рис. 1 дифракционная решетка 3, помимо традиционной для нее функции

компенсатора температурного дрейфа положения прицельной марки осуществляет еще и функцию ввода излучения в световод образованный склееными между собой элементами 4 и 5, а голограмма прицельной марки 4, кроме формирования изображения марки еще и выполняет функцию вывода излучения из световода. С целью обеспечения защиты голограммы прицельной марки от внешних воздействий световод предлагается выполнять в виде склейки голограммы и подложки, выполненной таким образом, что носитель голограммы (голограммная структура) оказывается защищенным с двух сторон одинаковыми стеклянными пластинами. Реализуемый в световоде ход лучей поясним с помощью рис. 2. На этом рисунке представлены: 1 — плоская голографическая дифракционная решетка пропус-



1 — лазерный диод, 2 — объектив, 3 — пропускающая дифракционная решетка, 4 — голограмма прицельной марки, 5 — стеклянная пластина, 6 — эмульсионный слой голограммы, 7 — эмульсионный слой дифракционной решетки

Рис. 1. Принципиальная схема голографического прицела световодного типа с синтезированным зрачком

кающего типа с носителем голограммы, располагаемым внутри склейки подложки решетки с пластиной 2; 2 и 3 — составляющие световод склеенные друг с другом защитное стекло и подложка голограммы, имеющие одинаковые размеры и изготовленные из одного и того же стекла; 4 — носитель голограммы прицельной марки, находящийся внутри склейки пластин 2 и 3, d — толщина склейки пластин 2 и 3; D — размер элементарной субапертуры зрачка; α — угол дифракции излучения на структуре дифракционной решетки, превышающий по величине угол полного внутреннего отражения материала пластин 2 и 3.

В соответствии с рис. 2 голографическая дифракционная решетка пропускающего типа приклеена к световоду, выполненному в виде склейки 2-х стеклянных пластин одна из которых содержит на своей поверхности голограмму прицельной марки. Она выполнена в виде обладающей угловой селективностью пропускающей голограммы с несущей пространственной частотой, равной частоте дифракционной решетки и удовлетворяет условию

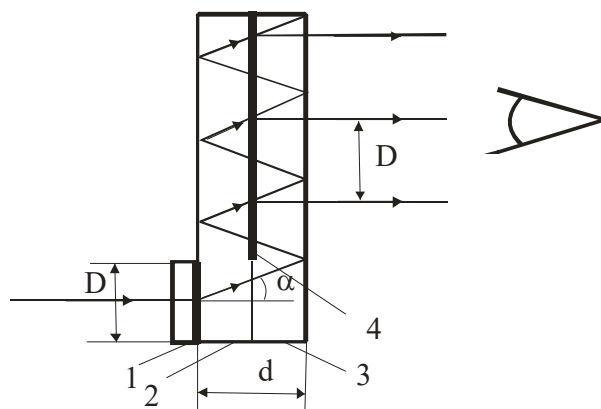
$$v_g = v_h \geq \frac{\sin \alpha_f}{\lambda_n}, \quad (1)$$

где v_g и v_h — несущие пространственные частоты дифракционной решетки и голограммы прицельной марки, соответственно, α_f — угол полного внутреннего отражения в материале световода, λ_n — длина волны источника излучения в материале световода. Апертуры дифракционной решетки и голограммы прицельной марки пространственно разнесены по поверхности световода так, что плоскости их дифракционных сечений параллельны. Линейная апертура дифракционной решетки связана с угловой апертурой источника излучения соотношениями $X \approx 2F\alpha_{\min}$, $Y \approx 2F\alpha_{\max}$, где X , Y — линейные размеры апертуры дифракционной решетки в дифракционной плоскости, соответственно, F — фокусное расстояние коллимационной формирующей системы, α_{\min} и α_{\max} — минимальная и максимальная угловые апертуры источника излучения в двух его главных сечениях. Линейная апертура голограммы прицельной марки равна размеру выходного зрачка прицела. Величины апертур X и Y связаны с толщиной световода и диаметром зрачка глаза оператора соотношениями

$$X \approx 2d \operatorname{tg} \alpha_f, \quad X, Y \geq s, \quad (2)$$

где d — толщина световода, s — диаметр зрачка глаза оператора.

Одинаковая яркость изображений прицельной марки, формируемых элементарными субапертурами голограммы, достигается за счет малой, как правило, лежащей в диапазоне 1–5 %, дифракционной эффективности голограммы, формирующей изображение прицельной марки. Отметим, что именно такие же значения дифракционной эффективности голограммы ис-



1 — плоская голографическая дифракционная решетка пропускающего типа, 2 и 3 — составляющие световод склеенные друг с другом защитное стекло и подложка голограммы, 4 — носитель голограммы прицельной марки, d — толщина склейки пластин 2 и 3, D — размер элементарной субапертуры зрачка; α — угол дифракции излучения на структуре дифракционной решетки
Рис. 2. Ход лучей в световоде

пользуются во всех известных конструкциях голографических прицелов с целью обеспечения требуемого высокого интегрального коэффициента пропускания наблюдательного канала. Для регистрации голографической решетки и голограммы прицельной марки на коммерчески доступных голографических фотопластинках ПФГ-03М толщину световода следует положить равной 4,0 мм, т. е. удвоенной толщине стеклянных подложек фотопластинок. Тогда при излучении лазерного диода с длиной волны 0,65 мкм и максимальном диаметре зрачка оператора 8 мм угол дифракции голографической решетки должен составлять 49°, а ее пространственная частота должна быть примерно 1700 мм⁻¹. Отметим, что при такой относительно высокой пространственной частоте и толщине носителя голограммы 3–5 мкм обеспечение требуемой высокой угловой селективности голограмм не вызывает никаких затруднений.

2. Возможные технологические решения

С точки зрения технологии при изготовлении голограммных структур для прицела световодного типа с синтезированным зрачком наибольшие трудности вызывает регистрация голограмм полного внутреннего отражения. Поскольку формирование голографических полей при записи требуемых для реализации прицела голограммных структур должно осуществляться двумя пучками лучей, один из которых падает на плоскость регистрации голограмм, практически, по нормали, а второй — под углом, превышающим угол полного внутреннего отражения для регистрирующей среды, то тут возможны два следующих технологических решения. Во-первых, можно осуществлять регистрацию голограммных структур вне режима полного внутреннего отражения, т. е. регистрировать голограммные структуры при требуемом угле схождения пучков лучей, но при углах падения каждого из них на плоскость регистрации под углами, отличными от тре-

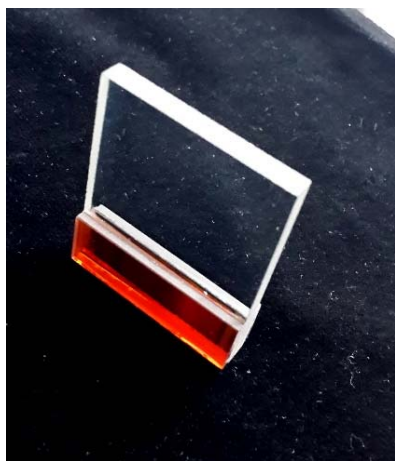


Рис. 3. Фотография макета оптической системы голографического прицела световодного типа с синтезированным зрачком

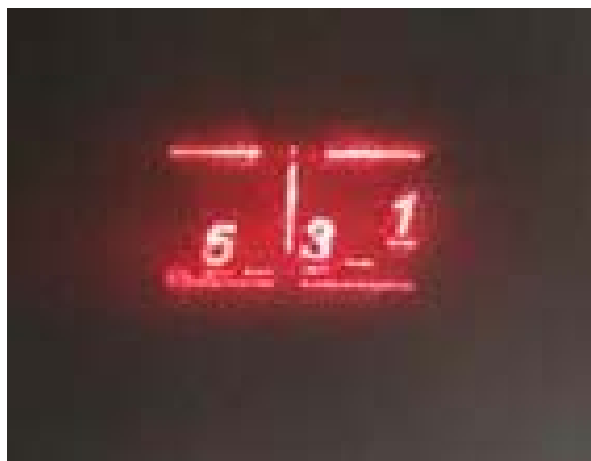


Рис. 4. Фотография сформированного макетом оптической системы изображения прицельной марки

буемых углов. При этом для обеспечения максимальной дифракционной эффективности голограммных структур в геометрии их восстановления, используемой в схеме прицела, придется обеспечить управляемый поворот страт голограммных структур во время их фотохимической обработки. Это можно сделать, например, за счет усадки регистрирующей среды, т. е. за счет уменьшения ее толщины, в процессе сушки голограммных структур. Расчеты, проведенные для голографического прицела световодного типа с синтезированным зрачком, показали, что реализация описанной выше технологии регистрации голограммных структур потребует обеспечения более чем 2-х кратного уменьшения толщины регистрирующей среды в процессе ее фотохимической обработки. Второе возможное технологическое решение для регистрации голограммных структур для прицела световодного типа с синтезированным зрачком основано на использовании стеклянного клина в схеме регистрации голограммных структур. Так при рабочей длине волны прицела 0,65 мкм, длине волны записи голограммных структур 0,64 и несущей пространственной частоте голограммных структур 1700 мм^{-1} применение при регистрации голограммных структур накладываемой на иммерсии на регистрирующую среду пластины с углом клина 14° позволяет уйти при записи голограммных структур от режима полного внутреннего отражения и обеспечить требуемые с точки зрения угловой селективности геометрические параметры схем записи и восстановления структур.

3. Макет оптической системы голографического прицела световодного типа и его предварительные испытания

Справедливость описанных в настоящей работе схемных и технологических решений была подтверждена в ходе успешных испытаний лабораторного макета оптической системы прицела, собранного в соответствии со схемой [7], представленной на рис. 2. Для создания макета на коммерчески доступных фотопла-

стинках ПФГ-03М были изготовлены образцы голограмм, формирующих изображение прицельной марки, и дифракционных решеток. Их регистрация осуществлялась в схеме записи с оптическим клином. Фотохимическая обработка дифракционных решеток проводилась в проявителе ГП [8], а фотохимическая обработка голограмм, формирующих изображение прицельной марки, проводилась по методу желатины, сенсibilизированной серебром [9]. Собранный на основе описанных дифракционных элементов макет оптической системы прицела включал в себя световод, представляющий собой заклеенную покровным стеклом со стороны желатины квазиобъемную голограмму, и работающую на пропускание дифракционную решетку, приклеенную к световоду со стороны покровного стекла. Отметим, что в качестве покровного стекла при этом использовалась отмытая от фотоэмульсии подложка фотопластинки. Фотография собранного макета оптической системы голографического прицела световодного типа представлена на рис. 3. Исследование собранного макета сводилось, в основном, к визуальной оценке качества формируемого оптической системой прицела изображения прицельной марки и к измерению оптических характеристик канала.

Исследование собранного макета сводилось, в основном, к визуальной оценке качества формируемого оптической системой прицела изображения прицельной марки и к измерению оптических характеристик канала наблюдения цели. Изображение формируемой макетом прицельной марки представлено на рис. 4. Проведенные исследования макета оптической системы прицела показали, что по яркости прицельной марки, прозрачности световода и его устойчивости к воздействию УФ излучения канал наблюдения цели прицела световодного типа удовлетворяет основным требованиям, предъявляемым к коллиматорным голографическим прицелам. При этом измеренные оптические характеристики канала наблюдения цели исследо-

ванного макета практически не отличались от соответствующих характеристик макета прицела с фокусирующей дифракционной решеткой [4, 5].

Заключение

Описана предложенная и запатентованная принципиальная схема голографического коллиматорного прицела световодного типа с синтезированным зрачком.

Рассмотрены технические и технологические решения, позволившие изготовить входящие в состав прицела дифракционные оптические элементы и на их основе собрать и исследовать макет оптической системы голографического коллиматорного прицела световодного типа. Полученные результаты подтвердили перспективность и эффективность предложенной оптической схемы голографического прицела.

Список источников

- [1] **Патент № 2 355 989 РФ.** Способ компенсации изменения положения прицельного знака и голографический коллиматорный прицел / М. С. Ковалев, В. И. Козинцев, Д. С. Лушников, В. В. Маркин, С. Б. Одинокоев. — Оpubл. 01.10.2007.
- [2] **Patent № 6 490 060 US.** Lightweight holographic sight / M. Anthony, T. Northville, E. J. Siczka. — Publ. 03.12.2002.
- [3] **Патент № 135 426 РФ.** Голографический коллиматорный прицел / С. Н. Корешев, С. С. Квитко, М. К. Шевцов. — Оpubл. 10.12.2013.
- [4] **Корешев, С. Н.** Оптические системы голографических коллиматорных прицелов / С. Н. Корешев, М. К. Шевцов // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — № 9. — С. 22–28.
- [5] **Koreshev, S. N.** Holographic Collimator Sight with Focusing Grating / S. N. Koreshev, M. K. Shevtsov // Университетский научный журнал. — 2016. — № 24. — С. 41–49.
- [6] **Патент № 2 647 516 РФ.** Голографический коллиматорный прицел с синтезированным зрачком / С. Н. Корешев, М. К. Шевцов. — Оpubл. 16.03.2018. — Бюл. № 8.
- [7] **Корешев, С. Н.** Голографический прицел световодного типа с синтезированным зрачком / С. Н. Корешев, М. К. Шевцов // Оптический журнал. — 2018. — Том 85. — № 3. — С. 38–42.
- [8] **Усанов, Ю. Е.** Регистрирующие среды для голографии / Ю. Е. Усанов. — Л.: Наука, 1975. — 98 с.
- [9] **Belendez, A.** High-efficiency silver-halide sensitized gelatin holograms with low adsorption and scatter / A. Belendez, C. Neipp // Journal of modern optics. — 1998. — Vol. 45. — № 10. — P. 1985–1992.

Waveguide type holographic sight with synthetic pupil

S. N. Koreshev^{1,2}, M. K. Shevtsov²

¹ Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

² S. I. Vavilov State Optical Institute, Saint Petersburg, Russia

Layout of the holographic waveguide type collimator sight with synthetic pupil is considered. Recommendations on the calculation of the main geometric parameters of the sight were done. Possible manufacturing techniques of its hologram structures are proposed.

Keywords: Holographic waveguide type collimator sight, Total internal reflection hologram, Waveguide, Synthesis of the pupil, Layout, Calculation of the sight main geometric parameters.

34. Критерии создания эффективных регулярных и случайных структур на содержащих желатин регистрирующих средах, облученных коротковолновым УФ излучением

Н. М. Ганжерли¹, С. Н. Гуляев²

¹ Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

В статье рассматриваются возможности метода деструктивного воздействия коротковолнового УФ излучения на содержащие желатин регистрирующие среды по созданию поверхностного рельефа. Для этого произведена теоретическая оценка необходимой величины рельефа для получения высокоэффективных регулярных и случайных голографических структур.

Ключевые слова: УФ излучение, Галогидосеребряный фотоматериал, Бихромированный желатин, Голографический диффузор, Микролинзовый растр, Дифракционная решетка, Дифракционная эффективность, Полиметилметакрилат.

Цитирование: Ганжерли, Н. М. Критерии создания эффективных регулярных и случайных структур на содержащих желатин регистрирующих средах, облученных коротковолновым УФ излучением / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 150–153.

Введение

Голограммные оптические элементы (ГОЭ) применяются в современных оптических схемах. Независимо от способа их создания (голографический метод, фотолитография, прямая лазерная запись и др.), ГОЭ предъявляют высокие требования к оптическим свойствам материалов, на которых они созданы. Эти требования включают высокую прозрачность, большую дифракционную эффективность (ДЭ), низкий уровень оптического шума, устойчивость к влиянию окружающей среды. Таким требованиям полностью или частично удовлетворяет желатин. Широкий диапазон пропускания желатина (350–2000 нм) и возможность записи голографических структур на слоях с толщиной от долей мкм до десятков и даже сотен и тысяч мкм (для самопроявляющихся слоев) позволили создать на светочувствительных средах, содержащих желатин, как тонкие, так и высокоселективные объемные ГОЭ, работающие в широком диапазоне излучения.

Желатин является основным компонентом двух наиболее распространенных светочувствительных сред: галогидосеребряных фотоматериалов и слоев бихромированного желатина (БХЖ). Поэтому внимание исследователей в области голографии всегда были направлены на разработку методов обработки фотоматериалов, с помощью которых возможно получение высокоэффективных непоглощающих голографических фазовых структур при использовании изменений (модуляции) физико-химических свойств желатина при различных воздействиях на него.

В данной работе рассматривается один из методов получения фазовых голограмм — метод деструктивного воздействия коротковолнового УФ излучения на галогидосеребряные фотоэмульсии и слои БХЖ и определены критерии получения эффективных голографических структур. Метод первоначально был разработан для галогидосеребряных фотоэмульсий (метод ВКУФ) [1]. Действие коротковолнового УФ излучения

($\lambda \leq 250\text{--}270$ нм) основано на фотодеградации желатина в местах, не экранированных наличием серебряного изображения (СИ), возникающем после фотохимической обработки фотоэмульсии проявлением и фиксированием. При этом происходит разрыв основных связей в длинных цепях желатиновых макромолекул и их фрагментация, что приводит к растворимости желатина в водных растворах. Таким образом, после травления в воде фотодеградированного желатина и сушки гребни поверхностного рельефа образуются в местах с наибольшей плотностью СИ.

Применение разрушающего эффекта коротковолнового УФ излучения возможно и в случае слоев БХЖ, на которых интерференционная картина создается излучением He—Cd лазера в виде переменной задубленности слоя. Более задубленные места БХЖ менее подвержены разрушительному действию УФ излучения. На этих участках после травления в воде и сушки образуются гребни рельефа поверхности. Таким образом, в случае БХЖ формирование рельефно-фазовой голограммы происходит при последовательном применении как селективного структурирования излучением лазера, так и применением деструктивного воздействия УФ излучения.

1. Критерий получения эффективных регулярных голографических рельефно-фазовых структур

Для метода ВКУФ пространственно-частотная характеристика (ПЧХ) в области низших пространственных частот ν равномерна вплоть до $\nu = 0$. В области более высоких пространственных частот в действие вступают силы поверхностного натяжения, сглаживающие поверхностный рельеф. Математическая модель получения рельефно-фазовых голограмм воздействием коротковолнового УФ излучения, описывающая спад ПЧХ в области высоких частот ($\nu = 200\text{--}1500$ мм⁻¹), приведена в работе [2].

Дифракционная эффективность (ДЭ) рельефно-фазовых голографических структур в значительной мере определяется высотой поверхностного рельефа h ,

Табл. 1. Параметры регулярных голографических структур, полученных с помощью метода ВКУФ на галоидосеребряных фотоэмульсиях разных производителей и слоях БХЖ

| П. | Тип содержащей желатин регистрирующей среды | Толщина слоя, $\mu\text{м}$ | Тип структуры | Максимально достигнутая величина высоты рельефа h_{max} , $\mu\text{м}$ | Максимально полученная ДЭ η_{max} , % |
|----|---|-----------------------------|---|--|---|
| 1 | Фотопластинки ВРЛ | 14–18 | зонная пластинка Френеля $0-57 \text{ мм}^{-1}$ | 1,2–2 | 34 |
| 2 | Фотопластинки ВРЛ | 14–18 | решетка 110 мм^{-1} | 1,1 | 17 |
| 3 | Фотопластинки ВРЛ | 14–18 | решетка 110 мм^{-1} | 0,63 | 21,1 |
| 4 | Фотопластинки ПФГ-01 | 7 | решетка 65 мм^{-1} | 1,35 | 28,5 |
| 5 | Фотопластинки ПФГ-01 | 7 | растр микролинз 10 мм^{-1} | 2,6–2,8 | — |
| 6 | Фотопластинки Agfa-Gevaert 8E75 | 6–7 | решетка 40 мм^{-1} | 1,54 | — |
| 7 | Фотопластинки Agfa-Gevaert Millimask | 5 | решетка 130 мм^{-1} | 1,4 | 23 |
| 8 | Фотопластинки Kodak HR | 5 | решетка 130 мм^{-1} | 1,2 | 25 |
| 9 | Фотопластинки СРБШ | 1,8 | решетка 130 мм^{-1} | — | 24 |
| 10 | Слой БХЖ | 51–86 | решетка 103 мм^{-1} | 1,35–1,45 | 25 |
| 11 | Слой БХЖ | 0,6–1,1 | решетка 103 мм^{-1} | 0,6–0,9 | 28–30 |

измеряемой как перепад между гребнем и впадиной интерференционной картины. Поскольку диапазон пространственных частот, регистрируемых на содержащих желатин светочувствительных средах, не превышает нескольких сотен мм^{-1} , дифракция света может быть описана приближением Рамана — Ната [3]. Согласно этому приближению, ДЭ пропускающей структуры с синусоидальным профилем рельефа в первом порядке дифракции η_1 может быть представлена как [1]

$$\eta_1 = J_1^2 \frac{\pi(n_0 - 1)h}{\lambda} \times 100\%, \quad (1)$$

где в аргументе функции Бесселя первого порядка J_1 стоит величина амплитуды фазовой модуляции освещающего пучка. Квадрат функции Бесселя приобретает максимальное значение $\approx 0,34$ при значении аргумента порядка $\pi/2$

$$\frac{\pi(n_0 - 1)h}{\lambda} \approx \frac{\pi}{2}.$$

Поскольку желатин имеет показатель преломления, близкий к 1,5, то величина высоты поверхностного рельефа h , обеспечивающая максимальную величину интенсивности первого порядка дифракции η_1 приблизительно равна λ . Именно эту величину можно считать критерием величины глубины поверхностного рельефа регулярной периодической структуры, которая необходима для эффективной дифракции.

В табл. 1 представлены основные параметры регулярных голографических структур, полученных с помощью метода ВКУФ на галоидосеребряных фотоэмульсиях разных производителей и слоях БХЖ, полных в лабораторных условиях [1, 2, 4–8]. Максимальные значения глубины поверхностного рельефа существенно превышают длину волны видимого света. Величина ДЭ, приближающаяся к теоретическому пределу для тонких фазовых голограмм порядка 34 %, говорит о

возможности создания высокоэффективных регулярных пропускающих дифракционных структур, работающих в видимой и инфракрасной областях спектра.

2. Критерий получения эффективных случайных голографических рельефно-фазовых структур

В отличие от регулярных голографических структур типа решеток, подход при определении требуемой величины глубины поверхностного рельефа для сложных голографических структур (диффузоров) несколько иной. Для практических применений диффузоров необходимо обеспечить минимальную долю нерассеянной компоненты света (нулевой порядок дифракции), прошедшего через диффузор. Интенсивность нерассеянной компоненты определяется фазовым возмущением, вносимым диффузором в волновой фронт падающей волны, и зависит от величины флуктуаций поверхностного рельефа.

Согласно теории рассеяния света на крупномасштабных неоднородностях в приближении Кирхгофа и в случае, если распределение высоты рельефа описывается функцией Гаусса [9], амплитудный коэффициент отражения нерассеянной компоненты равен

$$V(\psi) = \exp(-2k^2\sigma^2 \sin^2 \psi), \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, λ — длина волны света, σ — среднеквадратичное отклонение высоты рельефа и ψ — угол скольжения пучка. Легко показать, что для структур, работающих на пропускание, при $\psi = 90^\circ$ формула (2) преобразуется в формулу

$$\eta_0 = \exp\left[-\frac{4\pi^2}{\lambda^2}(n_0 - 1)^2\sigma^2\right] \times 100\%, \quad (3)$$

где η_0 — относительная интенсивность (дифракционная эффективность) пучка нулевого порядка в процентах от падающего пучка, n_0 — средний показатель преломления желатина, равный 1,53 (для $\lambda = 0,6328 \text{ мкм}$).

При выводе формулы (3) учитывалось то, что для одной и той же величины среднеквадратичного отклонения σ модуляция фазового набега для пропускающих структур в $2/(n_0 - 1)$ раз меньше, чем для отражающих.

Из формулы (3) следует, что малые значения относительной интенсивности прошедшей через диффузор нерассеянной компоненты ($\eta_0 \leq 0,1\%$) достигаются при величине среднеквадратичного отклонения высоты поверхностного рельефа $\sigma \geq 0,5$ мкм. В какой-то мере последнее соотношение является критерием эффективности рассеивающей структуры, работающей на пропускание.

В табл. 2 представлены основные параметры голографических диффузоров, полученных на фотопластинках ПФГ-01 с помощью метода ВКУФ. Низкие значения интенсивности нерассеянной компоненты света, прошедшей через диффузор, говорят о том, что метод ВКУФ способен обеспечить требуемую согласно формуле (3) величину среднеквадратичного отклонения высоты рельефа (образец 1).

Существенно более низкие значения интенсивности нерассеянной компоненты η_0 менее $0,1\%$ (образцы 2, 3) можно получить и при величинах среднеквадратичного отклонения σ , которые значительно меньших значений, чем требуется классической теорией рассея-

Табл. 2. Параметры голографических диффузоров

| № образца | Средняя толщина фотослоя после обработки ВКУФ, μm | σ , μm | h_{max} , μm | η_0 , % |
|-----------|--|--------------------------|----------------------------------|--------------|
| 1 | 1,4 | 0,54 | 1,9 | 0,12 |
| 2 | 2,4 | 0,36 | 1,5 | 0,079 |
| 3 | 3,4 | 0,41 | 1,8 | 0,057 |

ния. В работе [10] показано, что сама структура рассеивателей, полученных с помощью мультиплексной голограммы [11], может в значительной мере сохранять свою регулярность, что позволяет снизить долю нерассеянной компоненты до сотых долей процента.

Заключение

Предложенные в статье критерии позволили оценить диапазон значений глубины рельефа фазовой структуры, которые необходимы для создания на содержащих желатин светочувствительных материалах эффективных регулярных, случайных и псевдослучайных структур: решеток, растров микролинз, узконаправленных диффузоров, работающих в видимом диапазоне спектра. Глубина поверхностного рельефа, формируемого методом ВКУФ на галогидосеребряных фотоэмульсиях и слоях БХЖ, не зависимо от типа светочувствительного материала, достаточна для получения максимальных значений ДЭ, предсказанных теорией.

Список источников

- [1] **Гуляев, С. Н.** Свойства рельефно-фазовых голограмм, полученных при обработке фотопластинок коротковолновым ультрафиолетовым излучением и двухступенчатом отбеливании / С. Н. Гуляев, В. П. Ратушный // Оптический журнал. — 2003. — Том 70. — № 2. — С. 45–49.
- [2] **Гуляев, С. Н.** Рельефно-фазовые голограммы на фотоэмульсионных слоях, облученных ультрафиолетовым излучением / С. Н. Гуляев. — Дис. канд. физ.-мат. наук. — СПб: СПб ГПУ, 2005. — 196 с.
- [3] **Raman, C. V.** The diffraction of light by high frequency sound waves, Part I / C. V. Raman, M. S. N. Math // Proc. Indian Acad. Sci. (India). — 1935. — Vol. 2A. — P. 406–412.
- [4] **Gulyaev, S. N., Isaev I. V.** Phenomenon of period-doubling in holographic periodic structures exposed to UV radiation / S. N. Gulyaev, I. V. Isaev // Proceedings of SPIE. — 2001. — Vol. 4348. — P. 59–63.
- [5] **Ganzherli, N. M.** Creation of raster relief structures on silver-halide photographic emulsions with the help of two-dimensional holographic gratings / N. M. Ganzherli, S. N. Gulyaev, I. A. Maurer, G. Y. Sotnikov, D. F. Chernykh // Proceedings of SPIE. — 2011. — Vol. 8074. — P. 80740T-1–80740T-8.
- [6] **Ганжерли, Н. М.** Влияние УФ-излучения на свойства дифракционных решеток на бихромированном желатине / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Письма в ЖТФ. — 2016. — Том 42. — № 19. — С. 26–30.
- [7] **Ганжерли, Н. М.** Свойства голографических структур на бихромированном желатине, подвергнутых воздействию коротковолнового УФ излучения / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Оптический журнал. — 2017. — Том 84. — № 9. — С. 1–5.
- [8] **Ганжерли, Н. М.** Изображающие свойства двумерной скрещенной голографической решетки на галогидосеребряных фотоэмульсиях / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных, С. А. Яловик // ЖТФ. — 2012. — Том 82. — № 9. — С. 49–54.
- [9] **Басс, Ф. Г.** Рассеяние волн на статистически неровной поверхности / Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. — М: Наука, 1972. — 494 с.
- [10] **Ганжерли, Н. М.** Формирование поверхностного рельефа сложных голографических структур на фотоматериале / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — № 3. — С. 37–42.
- [11] **Ганжерли, Н. М.** Создание оптических рассеивателей на галогидосеребряных фотоматериалах с помощью мультиплексных голограмм / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных // ЖТФ. — 2014. — Том 84. — № 12. — С. 112–116.

Criteria for the creation of effective regular and random structures on gelatin-containing recording media exposed to short-wave UV radiation

N. M. Ganzherli¹, S. N. Gulyaev²

¹ Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia

² Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia

The article considers the possibility of using short-wave UV radiation (SWUV method) in relation to gelatin-containing recording materials. The method is used to create a surface relief structures. The theoretical estimation of the required relief values for obtaining high-performance regular and random holographic structures is carried out.

Keywords: UV radiation, Silver halide photomaterial, Bichromated gelatin, Holographic diffuser, Micro-lens raster, Diffraction grating, Diffraction efficiency, Polymethyl methacrylate.

35. Отображение гиперспектральных голограмм биообъектов средствами виртуальной реальности

С. Г. Каленков¹, Г. С. Каленков², В. А. Киселев³

¹ НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета, Москва, Россия

² ООО «Микрохоло», Москва, Россия

³ Московский физико-технический институт (государственный университет), Москва, Россия

Рассмотрена возможность визуализации гиперспектральных голограмм биообъектов средствами виртуальной реальности.

Ключевые слова: Гиперспектральная голография, виртуальная реальность, биообъекты.

Цитирование: Каленков, С. Г. Отображение гиперспектральных голограмм биообъектов средствами виртуальной реальности / С. Г. Каленков, Г. С. Каленков, В. А. Киселев // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 154–155.

Введение

В серии наших работ [1–4] был предложен новый способ записи гиперспектральных голограмм биообъектов в некогерентном свете. По сравнению с традиционными методами цифровой голографии, использующей когерентные источники света, гиперспектральная голография обладает существенно большей информационной ёмкостью. Она позволяет в едином акте измерения регистрировать пространственно-спектральные характеристики объекта с высоким отношением сигнала к шуму. Это связано в первую очередь с тем, что гиперспектральная голография основана на принципах Фурье-спектроскопии и наследует ее сильные стороны.

Визуализация цифровых голограмм биообъектов средствами VR (virtual reality) представляется нам вполне естественной: голограмма физически содержит информацию об объеме голографируемого объекта, а виртуальная реальность задумана быть объемной [5]. Мы построили виртуальную систему на основе очков

виртуальной реальности Oculus Rift DK2 и контроллер человеко-компьютерного взаимодействия для манипуляции с данными в объеме виртуальной реальности.

Заключение

В настоящей работе мы построили систему виртуальной реальности для визуализации гиперспектральных голограмм биообъектов. Реализована программно-аппаратная часть для манипуляции объектами сцены в виртуальном пространстве. Принцип работы системы показан на примере гиперспектрального фазового профиля сухого мазка эритроцитов.

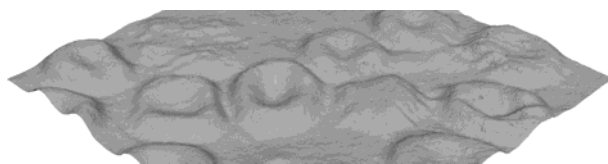


Рис. 1. Фазовый профиль красных кровяных тел крови человека, восстановленный из гиперспектральной голограммы



Рис. 2. Оператор рассматривает фазовый профиль эритроцитов, полученных методов гиперспектральной голографии, в среде виртуальной реальности; справа меню управления сценой

Список источников

- [1] Каленков, Г. С. Гиперспектральная голографическая Фурье-микроскопия / С. Г. Каленков, А. Е. Штанько // Квантовая электроника. — 2015. — Том 45. — № 4. — С. 333–338.
- [2] Kalenkov, S. G. Spectrally-spatial Fourier-holography / G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // Optics Express. — 2017. — Vol. 21. — № 21. — P. 24985–24990.
- [3] Kalenkov, G. S. Hyperspectral Holographic Fourier-Microscopy / G. S. Kalenkov and A. E. Shtanko // Imaging and Applied Optics. — 2014. — P. DTh3B.7.
- [4] Kalenkov, S. G. Hyperspectral digital holography of microobjects / G. S. Kalenkov and A. E. Shtanko // Proc. SPIE 9386, Practical Holography XXIX: Materials and Applications. — 2015. — P. 938604.

- [5] **Каленков, С. Г.** Визуализация цифровых голограмм биообъектов в среде виртуального окружения / Г. С. Каленков, В. А. Киселев, Н. А. Сысоев, С. В. Клименко, W. Heiden // Труды Международной научной конференции «Ситуационные центры и ИАС4i для мониторинга и безопасности» SCVRT1516, 21–24 ноября 2015–2016 г. — Протвино-Москва: Изд. ИФТИ, 2016. — С. 291–294.

Displaying of hyperspectral holograms of biological objects using virtual reality

S. G. Kalenkov¹, G. S. Kalenkov², V. A. Kiselev³

¹ STC “Optoelectronics” of Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia

² Microholo, Moscow, Russia

³ Moscow Institute of Physics and Technology, Moscow, Russia

The possibility of visualization of hyperspectral holograms of biological objects by means of virtual reality technology is considered.

Keywords: Hyperspectral holography, Virtual reality, Bioobjects.

36. Голографический сканирующий микроскоп: численный эксперимент

М. С. Муравьева¹, Ю. Н. Захаров²

¹ Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

² Center for Advanced Biomedical Imaging and Photonics, BIDMC, Harvard University, Boston, USA

На основании теоретического анализа распространения света в голографическом сканирующем микроскопе выполнено численное моделирование процесса записи голограмм и восстановления волнового фронта. Оптимизирован алгоритм восстановления голограмм при наличии регулярных и псевдослучайных паразитных фазовых набегов в сигнальной волне.

Ключевые слова: Цифровая голография, Лазерная сканирующая микроскопия, Численное моделирование.

Цитирование: Муравьева, М. С. Голографический сканирующий микроскоп: численный эксперимент / М. С. Муравьева, Ю. Н. Захаров // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 156–157.

Введение

Голографический сканирующий микроскоп (ГСМ), построенный на базе коммерческого лазерного сканирующего микроскопа [1] обогащает оптическую микроскопию возможностями количественного фазового имиджинга [2]. Однако в такой схеме фазовая составляющая сигнальной волны искажается сканирующим блоком [1], поэтому требуются специальные алгоритмы обработки сканированных голограмм [3–5]. В данной работе рассматривается алгоритм, моделирующий восстановление кодированной волны для устранения искажений. Проводится численное моделирование формирования голограмм в системе голографической сканирующей микроскопии и анализ алгоритмов цифровой голографической сканирующей микроскопии с целью выбора адекватной процедуры восстановления волнового фронта.

1. Голографическая сканирующая микроскопия как голография с кодированной опорной волной

Голограмма, формируемая детектором (ФЭУ или фотодиодом) голографического сканирующего микроскопа при поточечном сканировании объекта с амплитудным коэффициентом отражения r_{kl} (k, l — дискретные координаты области сканирования) и плоской опорной волной с амплитудой A описывается выражением [3]

$$H_{kl} \approx A^2 + q^2 r_{kl}^2 + Aq r_{kl} \left[\exp(i\psi_{kl}) \exp\left(i \left[2\phi_{kl} + \right. \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{2\pi}{\lambda}(F - z_2 - 2z_3) \sin^2 \theta_{kl} \right] \right] + \text{с.с.} \quad (1)$$

Фазовый набег сигнальной волны определяется объектом (ψ_{kl}), а также получает дополнительные искажения в оптическом тракте, главным образом, в сканирующем модуле.

$$\gamma_{kl} = 2\phi_{kl} + 2\pi/\lambda(F - z_2 - 2z_3) \sin^2 \theta_{kl}. \quad (2)$$

Для каждого пиксела сканирования k, l : $\sin \theta_{kl}$ — направляющий синус сканирующего объекта пучка, ϕ_{kl} — дополнительные фазовые искажения, вызываемые положениями гальванических зеркал. F — фокусное расстояние объектива, z_2, z_3 характеризуются конструкцией микроскопа, q определяется амплитудой сканирующего объекта пучка и потерями в оптическом тракте микроскопа.

Но (1) можно представить как голограмму объекта $r_{kl} \exp(i\psi_{kl})$, записанного с опорной волной $A \exp(i\gamma_k)$. Тогда можно получить правильные коэффициент отражения и фазовый портрет объекта, восстанавливая H_{kl} такой «кодированной» опорной волной. $A \exp(i\gamma_k)$ может быть получена из голограммы плоского зеркала, записанной в той же схеме.

Если выбрать диапазон углов сканирования θ_{kl} таким образом, чтобы их пространственные частоты превышали максимальную пространственную частоту объекта, процедура восстановления становится аналогичной хорошо известному восстановлению внеосевой голограммы.

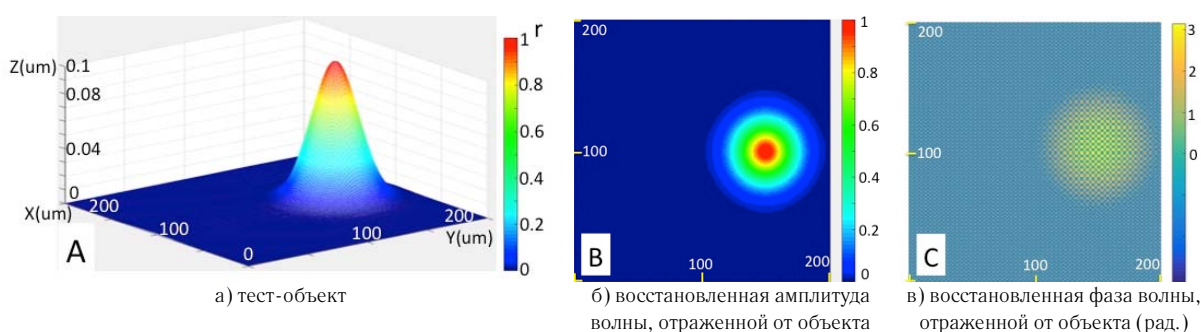


Рис. 1. Результаты численного эксперимента ГСМ

2. Численный эксперимент записи голограммы ГСМ и ее восстановления

Чтобы проверить работоспособность предлагаемого алгоритма, в среде MatLab согласно (1) было смоделировано формирование голограмм ГСМ плоского зеркала и объекта в виде двумерного Гауссова профиля высотой 100 нм с коэффициентом отражения r , изменяющегося также по Гауссовому закону (рис. 1а). Для восстановления волнового фронта, «отраженного» от объекта, выполняются следующие действия:

- 1) преобразование Фурье голограммы зеркала;
- 2) пространственная фильтрация положительных частот (зануление нулевого порядка и отрицательных частот);
- 3) обратное преобразование Фурье.

В результате мы имеем восстанавливаемую волну $A \exp(i\gamma_k)$. Далее:

- 4) умножение голограммы объекта на $A \exp(i\gamma_k)$;
- 5) преобразование Фурье;
- 6) фильтрация нулевого порядка;
- 7) обратное преобразование Фурье.

Результат восстановленного изображения показан на рис. 1б (амплитуда) и рис. 1в (фаза в радианах).

Заключение

Результаты численного эксперимента по записи голограмм в системе сканирующей микроскопии и восстановлению алгоритмами, описанными ранее [3–5] и предлагаемым в данной работе, показали корректное восстановление волнового фронта. Описанный здесь алгоритм более устойчив, чем «сверточный» [3] и не требует помимо голограммы еще и дополнительной записи интенсивности объектной волны, как [4, 5].

Список источников

- [1] **Захаров, Ю. Н.** Оптическая сканирующая голография и голографическая сканирующая микроскопия / Ю. Н. Захаров, В. В. Дуденкова, М. С. Муравьева // Труды II-й Международной конференции «ГолоЭкспо–2014». Голография. Наука и практика. — М.: 2014. — С. 124–131.
- [2] **Zakharov, Yu.** Possibilities of holographic techniques in laser scanning microscopy / Yu. Zakharov, M. Muravyeva, V. Dudenkova, I. Mukhina, I. Meglinski // Proc. SPIE. — 2015. — Vol. 9540. — P. 95400P.
- [3] **Zakharov, Y.** Features of reconstruction process in holographic scanning microscopy / Y. Zakharov, M. Muravyeva, L. Qiu, and L. Perelman // Digital Holography & 3-D Imaging Meeting: OSA Technical Digest. — Optical Society of America. — 2015. — P. DT4A.3.
- [4] **Zakharov, Y.** Refractive Index Reconstruction in Confocal Holographic Scanning Microscopy / Y. Zakharov, L. Qiu, U. Khan, E. Vitkin, I. Itzkan, L. T. Perelman // Imaging and Applied Optics 2016: OSA Technical Digest. — Optical Society of America, 2016. — Paper JW4A.7.
- [5] **Захаров, Ю. Н.** Техника, алгоритмы и особенности широкопольной и сканирующей голографической микроскопии / Ю. Н. Захаров. // Голография. Наука и практика: 13-я междунар. конф. «ГолоЭкспо 2016» — М.: 2016. — С. 75–77.

Holographic scanning microscope: computer simulation

M. S. Muravyeva¹, Y. N. Zakharov²

¹ N. I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

² Center for Advanced Biomedical Imaging and Photonics, BIDMC, Harvard University, Boston, USA

On the base of theoretical analysis of light propagation through holographic scanning microscope we made simulation of hologram recording and wave front reconstruction. Hologram reconstruction algorithm is optimized in presence of regular and pseudorandom signal wave phase incursion.

Keywords: Digital holography, Laser scanning microscopy, Computer simulation.

37. Отражающие полупрозрачные оптические элементы, не искажающие прошедшую волну

А. М. Смолович¹, В. Г. Чернов²

¹ Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова Российской академии наук, Москва, Россия

² Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, Mexico

Исследуется новый тип оптических элементов, содержащих полупрозрачные волнообразные пленки, которые формируют изображение в отраженных лучах, не искажая прошедшее через них излучение. Развита динамическая теория дифракции на многослойной волнообразной периодической структуре. Получены ограничения на параметры структуры, при которых искажения прошедшего пучка могут считаться малыми. Обсуждаются возможные применения предложенных оптических элементов, в частности, их использование в системах проекции на лобовое стекло транспортного средства или на стекла очков. Предложен новый тип высококачественных цветных голограмм.

Ключевые слова: Голография, Теория объемных решеток, Цветные голограммы, Оптические элементы, Проекция на лобовое стекло, Очки дополненной реальности.

Цитирование: Смолович, А. М. Отражающие полупрозрачные оптические элементы, не искажающие прошедшую волну / А. М. Смолович, В. Г. Чернов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 158–164.

Введение

В ряде задач требуется уменьшить искажения волны, прошедшей через отражательную голограмму. Например, в голограммах, используемых в качестве экрана в системах проекции на лобовое стекло транспортного средства. Лучи, прошедшие через обычную полупрозрачную отражательную голограмму с поверхностным фазовым рельефом, имеют разную оптическую длину пути. Это приводит к фазовой модуляции прошедшего через голограмму света и, следовательно, к искажению его волнового фронта. В объемных голограммах искажения прошедшей волны существенно ниже. Однако такие голограммы не могут быть получены методом тиснения [1; 2, с. 183–188], и их массовое производство вызывает затруднения.

Искажения прошедшего излучения могут быть значительно уменьшены при использовании особого типа оптических элементов (ОЭ) [3]. Такой ОЭ (рис. 1а) представляет собой слой прозрачного материала с находящейся внутри него тонкой волнообразной пленкой (ВП). Эта ВП имеет постоянную толщину и ограничена поверхностями с одинаковым пространственным рельефом. Если направить на ОЭ плоскопа-

раллельный пучок излучения, то часть света отражается полупрозрачной ВП, а часть света проходит через нее. Оптические длины пути лучей, проходящих через разные части ОЭ, будут практически равны, поскольку коэффициенты преломления прозрачного материала ОЭ по обе стороны ВП одинаковы. ВП может иметь голографическую (локально периодическую) форму рельефа. Тогда она будет формировать в отраженном свете изображение, как обычная голограмма с поверхностным рельефом. Однако, в отличие от последней, часть восстанавливающего пучка, прошедшая сквозь волнообразную голограмму, не будет иметь существенных фазовых искажений. Полупрозрачная ВП также может иметь диффузную хаотическую форму рельефа (рис. 1б). Другой тип ВП предполагает наличие нескольких параллельных волнообразных слоев из материалов с различными коэффициентами преломления (рис. 1в). Это многослойная ВП, обладающая спектральной селективностью. Ее можно использовать, в частности, в цветных дисплеях.

Очевидно, что должны быть ограничения на толщину и другие параметры ВП, чтобы искажения прошедшего через нее света были достаточно малыми. Эти ограничения приводятся в Главе 2. В силу очень малой

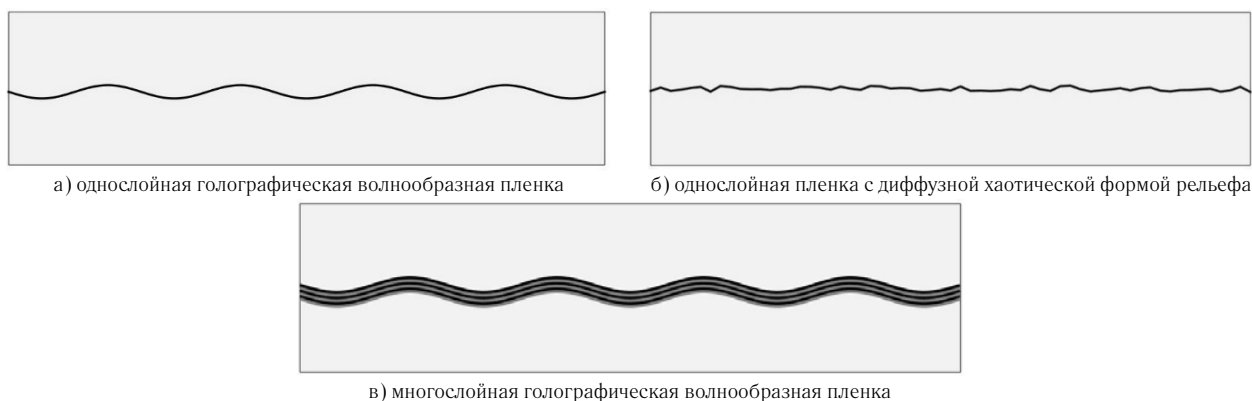


Рис. 1. Различные типы полупрозрачных волнообразных пленок, помещенных в ОЭ

толщины однослойных ВП, для них ограничения практически всегда выполняются. Для многослойных ВП ограничения на параметры существенны, и требуются специальные исследования, чтобы определить, позволяют ли эти ограничения получить достаточные для практических применений значения дифракционной эффективности и спектральной селективности. В Главе 1 развита динамическая теория дифракции излучения на многослойной синусоидальной ВП, и получено простое аналитическое выражение для дифракционной эффективности. Это позволяет оценить реализуемость ОЭ с многослойными ВП. В Главе 3 обсуждаются возможные применения ОЭ, содержащих ВП, в частности, предлагается новый тип цветных голограмм и показывается его принципиальная реализуемость.

1. Дифракция на отражение: динамическая теория

Рассмотрим многослойную ВП, содержащую несколько чередующихся слоев из двух материалов с различными диэлектрическими проницаемостями $\epsilon^{(1)}$ и $\epsilon^{(2)}$, локальными проводимостями $\sigma^{(1)}$ и $\sigma^{(2)}$, и толщинами d_1 и d_2 , соответственно. Структура ориентирована перпендикулярно оси z (рис. 2). Период структуры вдоль оси z равен $\Delta = d_1 + d_2$. Границы слоев периодически промодулированы вдоль оси x по закону

$$\Psi(x) = h \sin\left(\frac{2\pi x}{\Lambda}\right), \quad (1)$$

где h и Λ соответственно амплитуда и период периодической модуляции многослойной структуры вдоль оси x .

Запишем локальную диэлектрическую проницаемость многослойной структуры как функцию x и z : $\epsilon = \epsilon(x, z)$. При $h = 0$, ϵ не зависит от x и имеет вид ступенчатой функции от z , принимающей два значения: $\epsilon^{(1)}$ и $\epsilon^{(2)}$. Периодическую модуляцию структуры вдоль оси x будем описывать, как зависящий от x сдвиг аргумента функции $\epsilon(z)$ [4].

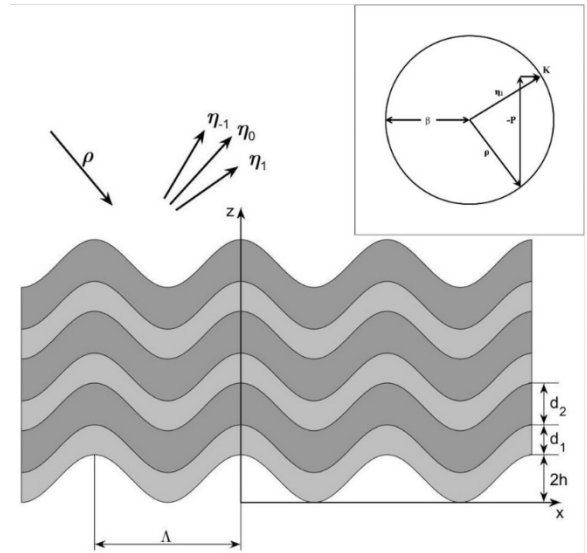
$$\epsilon(x, z) = \epsilon[z - \Psi(x)] \quad (2)$$

Используя подход работ Виноградова и Зельдовича [5, 6], разложим (2) в ряд Фурье, ограничиваясь членами 0-го и ± 1 -го порядков.

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_1}{2} \exp\{iP[z - \Psi(x)]\} + \frac{\epsilon_1}{2} \exp\{-iP[z - \Psi(x)]\}, \quad (3)$$

где $P = |\mathbf{P}| = 2\pi/\Delta$, $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\Lambda$, \mathbf{P} и \mathbf{K} — вектора решеток вдоль осей z и x , соответственно, ϵ_0 — средняя диэлектрическая проницаемость (коэффициент нулевого порядка ряда Фурье), ϵ_1 — модуляция диэлектрической проницаемости (коэффициент первого порядка ряда Фурье).

Используем далее известное разложение [7, секция 7.2.4, выражение (II)].



d_1 и d_2 — толщины пленок; $\Delta = d_1 + d_2$ период многослойной структуры вдоль оси z ; h and Λ — период и амплитуда периодической структуры вдоль оси x ; ρ — волновой вектор падающей волны; η_0 , η_{-1} и η_1 — волновые векторы 0-го и ± 1 -го порядков дифрагированных отраженных волн
Рис. 2. Многослойная голографическая волнообразная пленка. Вставка показывает векторную диаграмму для случая выполнения условия Брэгга для первого порядка дифракции

$$\exp[ia \sin(b)] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(a) \exp(imb), \quad (4)$$

где $J_m(a)$ — функция Бесселя m -го порядка. Имеем

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_1}{2} \exp(iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(a) (-Ph) \exp(imKx) + \frac{\epsilon_1}{2} \exp(-iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m J_m(a) (Ph) \exp(imKx), \quad (5)$$

Используем далее свойство функций Бесселя

$$J_m(-a) = (-1)^m J_m(a), \quad (6)$$

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_1}{2} \exp(iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(a) (-Ph) \exp(imKx) + \frac{\epsilon_1}{2} \exp(-iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(a) (Ph) \exp(imKx), \quad (7)$$

Выражение для локальной проводимости σ может быть получено из (7) заменой ϵ_0 и ϵ_1 на σ_0 и σ_1 , обозначающие среднее значение и модуляцию локальной проводимости, соответственно.

Пусть на структуру падает линейно поляризованная плоская волна с волновым вектором \mathbf{p} , лежащим в плоскости xz , и вектором электрического поля \mathbf{E} , нормальным плоскости xz (рис. 2). Распространение волны внутри структуры описывается скалярным волновым уравнением (уравнением Гельмгольца) [8, секция 1.3].

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0, \quad (8)$$

где $E(x, z)$ — комплексная амплитуда y -компоненты электрического поля \mathbf{E} , которое предполагается независимым от y и гармонически осциллирующим во времени с угловой частотой ω . Пространственная зависимость волнового числа $k(x, z)$ связана с пространственной модуляцией диэлектрической проницаемости ε и локальной проводимости σ структуры.

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - i\omega\mu\sigma \quad (9)$$

где c — скорость света в свободном пространстве, а μ — магнитная постоянная. Далее мы предполагаем, что $\mu = 1$. Подставляя (7) в (9), получаем

$$k^2 = \beta^2 - 2i\alpha\beta + 2\chi\beta \left[\exp(iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m J_m(a)(-Ph)\exp(imKx) + \exp(-iPz) \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m(a)(Ph)\exp(imKx) \right] \quad (10)$$

где $\beta = \varepsilon_0^{1/2} \left(\frac{\omega}{c} \right) = \frac{2\pi\varepsilon_0^{1/2}}{\lambda}$, α — средний коэффициент поглощения структуры: $\alpha = \frac{\mu\sigma\varepsilon_0}{\varepsilon_0^{1/2}}$, χ — параметр взаимодействия [9, секция 9.4].

$$\chi = \frac{1}{4} \left[\frac{2\pi\varepsilon_1}{\lambda\varepsilon_0^{1/2}} - \frac{i\mu\sigma_1}{\varepsilon_0^{1/2}} \right] \quad (11)$$

Подобно работе Когельника [10] будем искать решение уравнений (8–11) в виде

$$E = R(z)\exp(-i\rho r) + \sum_{m=-\infty}^{\infty} S_m(z)\exp(-i\eta_m r) \quad (12)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор, ρ и η_m — волновые вектора падающей и дифрагированных волн, соответственно (рис. 2),

$$\eta_m = \rho + P\mathbf{e}_z + mK\mathbf{e}_x, \quad (13)$$

где \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_z — единичные вектора вдоль осей x и z , соответственно.

Мы считаем, что вектор \mathbf{P} направлен противоположно \mathbf{e}_z (т. о., $P_z = -P$), а вектор \mathbf{K} направлен вдоль \mathbf{e}_x . Кроме того, следуя Когельнику [10], мы считаем -1 -ый порядок дифракции на периодической структуре вдоль оси z близким к брэгговскому. Медленно меняющиеся амплитуды $R(z)$, $S_0(z)$, и $S_m(z)$ относятся соответственно к падающей, зеркально отраженной (более точно, это порядок, дифрагированный только на периодической структуре вдоль оси z) волнам и m -му порядку дифракции на периодической структуре вдоль оси x . Будем рассматривать случай, когда

$$\delta\theta < |\theta_n - \theta_{n-1}|, \quad (14)$$

где $\delta\theta$ — угловая селективность структуры, θ_n — угол с осью z падающего пучка, для которого условие Брэгга выполняется для n -го порядка дифракции. Это позволяет учитывать только падающую волну и один

дифракционный порядок, наиболее близкий к брэгговскому. В таком случае угол падения может быть выбран из условия приблизительного выполнения условия Брэгга для одного из порядков дифракции S_n : $\eta_n^2 \approx \beta^2$. Это иллюстрируется векторной диаграммой для случая $n = 1$ на вставке рис. 2. В кинематическом приближении в [11] было показано, что в этом случае амплитуды всех волн в (12), кроме R и S_n будут малы. Поэтому, мы не будем их учитывать. Следуя подходу Когельника [10], члены с экспонентами, не содержащимися в (12), отбрасываем, как соответствующие «сильно небрэгговским» волнам, коэффициенты при оставшихся экспонентах приравниваем, и членами со вторыми производными от медленно меняющихся амплитуд пренебрегаем. В результате получаем систему уравнений двух связанных волн:

$$\begin{aligned} c_R \frac{\partial R}{\partial z} + \alpha R &= -i\chi J_n(Ph)S_n, \\ c_R \frac{\partial S_n}{\partial z} + (\alpha + i\Gamma_n)S_n &= -i\chi J_n(Ph)R, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$c_R = \frac{\rho_z}{\beta}, c_n = \frac{\eta_{nz}}{\beta} (c_n \leq 0), \Gamma_n = \frac{\beta^2 - \eta_n^2}{2\beta}.$$

Здесь Γ_n определяет отклонение от условия Брэгга. Граничные условия аналогичны [10]: $R(0) = 1$, $S_n(T) = 0$, где T — толщина структуры. Мы также не учитываем френелевское отражение от границ структуры.

Решая (15), получаем амплитуду дифрагированной волны

$$S_n(0) = -i\chi J_n(Ph) \times \left\{ \alpha + i\Gamma_n + \frac{c_n [\gamma_1 \exp(\gamma_2 T) - \gamma_2 \exp(\gamma_1 T)]}{\exp(\gamma_2 T) - \exp(\gamma_1 T)} \right\}^{-1}, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned} \gamma_{1,2} &= -\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha}{c_R} + \frac{\alpha}{c_n} + i \frac{\Gamma_n}{c_n} \right) \pm \\ &\pm \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\alpha}{c_R} - \frac{\alpha}{c_n} - i \frac{\Gamma_n}{c_n} \right)^2 - \frac{4\chi^2 J_n^2(Ph)}{c_R c_n} \right]^{1/2}. \end{aligned} \quad (17)$$

Оптимальная величина h соответствует первому максимуму функции Бесселя $J_n(Ph)$. Дифракционная эффективность DE_n в n -м порядке дифракции определяется (аналогично формуле (40) в [10]) выражением

$$DE_n = \frac{|c_n| |S_n(0) S_n^*(0)|}{c_R}, \quad (18)$$

где знак * обозначает комплексное сопряжение. При точном выполнении условия Брэгга для n -го порядка дифракции $\Gamma_n = 0$. Если в дополнении к этому структура не имеет потерь, выражения (16–18) сильно упрощаются.

$$DE_n = \tanh^2 \left[\frac{\chi J_n(Ph)}{(c_R |c_n|)^{1/2}} T \right], \quad (19)$$

где $\tanh(x)$ — гиперболический тангенс. Мы видим, что в этом случае дифракционная эффективность в n -м порядке асимптотически приближается к 100 % при росте T .

На рис. 3 показана рассчитанная дифракционная эффективность DE_1 в первом порядке дифракции для диэлектрической многослойной структуры без потерь. Параметры структуры были следующими: $\epsilon^{(1)} = 2,5$, $\epsilon^{(2)} = 2,0$, $d_1 = d_2 = 2,11 \cdot 10^{-7}$ м, $\Lambda = 2 \cdot 10^{-6}$ м, $h = 1,23 \cdot 10^{-7}$ м, косинусы углов падающей и дифрагированной волн $c_R = 0,6775$, $c_1 = -0,3225$. Дифракционная эффективность для ряда значений N (где N количество пар слоев с чередующимися значениями показателей преломления: $N = T/(d_1 + d_2)$) представлена как функция угла между волновым вектором восстанавливающей волны и осью z (угловая селективность). Из этих результатов видно, что условие (14) здесь выполняется для $N \geq 3$.

2. Модуляция фазы прошедшего пучка

Теперь приведем полученные в [3] оценки искажения фазы волны, прошедшей через ВП. Пусть плоскопараллельный пучок света падает на ОЭ, содержащий однослойную ВП с произвольной формой рельефа, под углом φ к оси z . Для разных лучей в пределах пучка набег фазы при прохождении через ОЭ будет зависеть от угла ψ между локальной нормалью к поверхности рельефа и осью z . Максимальная разность фаз δ между лучами будет определяться формулой [3].

$$\delta = \frac{\pi d_1 n_0 (n_1 - n_0)}{\lambda n_1} \left[\left(\left| \phi^2 - \psi^2 \right| \right)_{\max} - \left(\left| \phi^2 - \psi^2 \right| \right)_{\min} \right] \quad (20)$$

где d_1 — толщина ВП, n_1 и n_0 — коэффициенты преломления ВП и материала ОЭ, соответственно.

Однослойную ВП удобно делать из металла с толщиной порядка обратного коэффициента поглощения в рабочем диапазоне длин волн. Эта толщина составляет всего несколько нанометров, и величина δ будет достаточно мала. Для многослойной ВП удобно использовать два чередующихся диэлектрика с разными показателями преломления. В этом случае толщина каждого диэлектрического слоя будет почти на два порядка больше, чем металлической однослойной ВП. Формула (20) легко обобщается на многослойный случай. Для частного случая синусоидальной формы рельефа и нормального падения пучка на ОЭ в [3] получено выражение

$$\delta = \frac{4\pi^3 h^2 n_0 N}{\Lambda^2 \lambda} \left[\frac{d_1 (n_1 - n_0)}{n_1} + \frac{d_2 (n_2 - n_0)}{n_2} \right], \quad (21)$$

где n_1 и n_2 — коэффициенты преломления чередующихся слоев, d_1 и d_2 — их толщины, N — количество пар чередующихся слоев в многослойной ВП, Λ и h — период и величина модуляции вдоль оси x . Заметим,

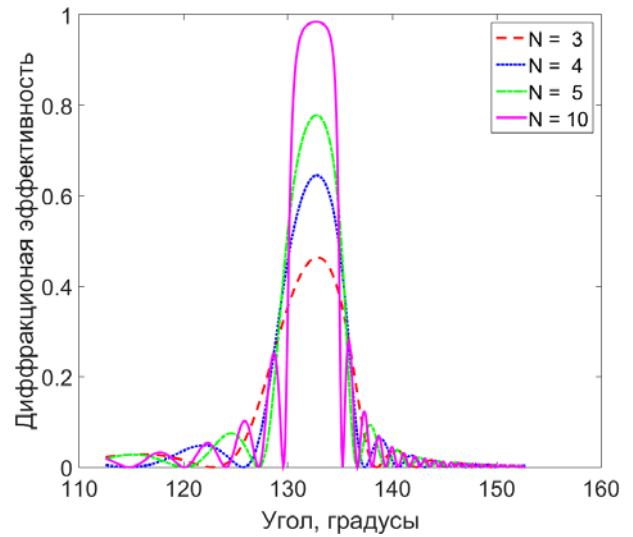


Рис. 3. Рассчитанная дифракционная эффективность DE_1 в первом порядке дифракции для диэлектрической многослойной структуры без потерь, представленная как функция угла между восстанавливающим волновым вектором и осью z (угловая селективность) для ряда значений N , где $N = T/(d_1 + d_2)$. Значения параметров структуры указаны в тексте.

что слагаемые в квадратных скобках, соответствующие набегам фаз соседних слоев, имеют разные знаки, и частично компенсируют друг друга. Выражение (21) будет использовано в следующей главе.

3. Возможные применения

ОЭ с голографическими ВП могут использоваться в качестве экрана (combiner) при проекции на лобовое стекло транспортного средства. Системы проекции на лобовое стекло (head-up displays (HUD)) появились достаточно давно, сначала в авиации, а затем и в автомобилях [12]. Однако до сих пор ими оснащается лишь небольшой процент автомобилей, и разработка недорогого экрана для таких систем остается актуальной. Это связано с широким распространением автомобильных навигаторов, что повышает риск возникновения аварий, поскольку водителю приходится часто переводить взгляд от дороги на экран навигатора, меняя при этом аккомодацию глаз с дальней дистанции на короткую. Система проекции на лобовое стекло позволяет избежать подобных рисков, поскольку здесь необходимая водителю информация показывается на фоне дороги. При этом плоскость изображения находится в бесконечности, т. е. для его наблюдения не требуется изменения аккомодации глаза. В таких системах однослойные или многослойные ВП могут использоваться для монохромной и цветной проекции, соответственно.

Системы проекции на стекла очков (называемые также: head-mounted displays (HMD), очки дополненной реальности, «умные очки») [13] также сначала развивались для военной авиации (проеекционная система в шлеме пилота). В этом случае проецируемое изображение тоже находится на бесконечности. Через эти же

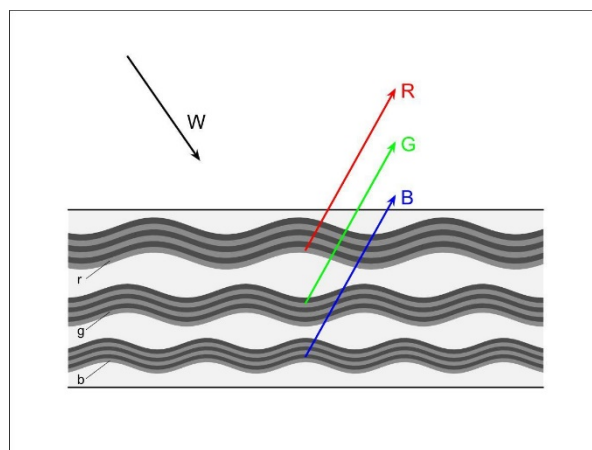
очки пользователь видит реальный мир (в этом их отличие от очков виртуальной реальности). Подобные системы помогут решить следующую назревшую проблему. Сейчас широко распространены различные мобильные устройства: смартфоны, планшеты, мобильные телевизионные и видео устройства и т. п. Они принципиально позволяют отображать на своих дисплеях большой объем информации с высоким качеством изображения. Имеется потребность увеличения размера дисплея, что вступает в противоречие с сохранения компактности устройства. «Умные очки» позволяют решить эту проблему. Мы предполагаем, что мир сейчас находится на пороге бума подобных систем.

Возможные применения ОЭ с ВП, имеющими хаотический случайным рельеф, основаны на том, что они диффузно рассеивают только отраженный свет. В то же время, прошедший через них свет не рассеивается и его фаза не искажается. Рельеф таких ВП может содержать как микронеровности, так и более крупные элементы, различимые невооруженным глазом. Рельеф ВП может быть получен путем снятия реплики с поверхности диффузно отражающих объектов. В качестве исходных объектов могут быть использованы, например, гравировка на металле, поверхность ткани и т. п. Полученный таким образом ОЭ будет точно имитировать для наблюдателя фактуру исходной поверхности.

Диффузные ВП могут использоваться в качестве альтернативы тонировки автомобильных стекол. В этом случае, выбирая толщину металлической ВП, можно получить любой нужный коэффициент пропускания. С другой стороны, выбор подходящего диффузного изображения на стекле автомобиля помогает скрыть от внешнего наблюдателя тех, кто находится в салоне. Это может быть достигнуто при большем коэффициенте пропускания, по сравнению с обычными тонированными стеклами. Таким образом, предлагаемая технология способна улучшить безопасность движения. Кроме того, она открывает новые возможности для дизайна автомобилей. Подобным же образом диффузные ВП могут использоваться вместо зеркальных стекол в элитных зданиях. В этом случае видимые в отраженном свете диффузные изображения могут, как играть роль элементов дизайна зданий, так и использоваться для наружной рекламы.

Другим возможным применением диффузных ВП могут стать изображения на очковых стеклах. В частности, на них может быть изображена торговая марка компании-производителя. Такое изображение будет видно внешнему наблюдателю, но останется незаметным для пользователя очков. В другом случае, подобное изображение может служить элементом дизайна очков. Метод может использоваться как в очках, предназначенных для коррекции зрения, так и в солнцезащитных очках.

Многослойные ВП также могут быть использованы для создания высококачественных цветных голограмм. Мы предлагаем новый тип цветных голограмм,



W — восстанавливающий пучок белого света; R, G, и B — восстановленные волны красного, зеленого и синего света, соответственно; г, g, и b — три многослойных волнообразных голограммы, зарегистрированные светом с различной длиной волны (красным, зеленым и синим, соответственно)

Рис. 4. Схема предлагаемой цветной голограммы

представляющий собой комбинацию трех многослойных голографических ВП, зарегистрированных светом трех различных длин волн (красной, зеленой, синей), и расположенных внутри одного слоя прозрачного материала (рис. 4). Период в направлении оси z для каждой из голографических ВП выбирается так, чтобы она селективно отражала именно ту длину волны, которая использовалась при ее регистрации. При восстановлении белым светом каждая из трех голографических ВП вырезает участок спектра в пределах линии своей спектральной селективности. Восстанавливающее и восстановленное излучение, длина волны которого находится вне линии спектральной селективности каждой многослойной ВП, проходит через нее без существенных искажений фазы. Таким образом, восстанавливается качественное цветное изображение. Подобная голограмма может также использоваться в качестве экрана в системах цветной проекции на лобовое стекло или на стекла очков.

Предложенные цветные голограммы имеют ряд преимуществ перед известными видами цветных голограмм. Голограммы Денисюка [14] позволяют получить цветное изображение очень высокого качества. Для полной цветопередачи в одной и той же регистрирующей среде тремя различными длинами волн записывается суперпозиция трех голограмм. Однако регистрация суперпозиции голограмм в одном фотослое ведет к падению дифракционной эффективности (секция 17.6.3 в [9]). Поэтому, для восстановления таких голограмм требуются специальные особо яркие источники света. Кроме того, объемные голограммы получаются только в результате непосредственной голографической регистрации, т. е. не допускают массового механического тиражирования, что ведет к увеличению их стоимости. Другим типом голограмм, допускающим восстановление в белом свете, являются радужные голограммы или голограммы Бентона [15]. В них изображения с разной длиной волны видны под различными углами в

вертикальной плоскости. Поэтому, правильный цвет восстановленного изображения можно увидеть только при одном строго определенном положении глаз наблюдателя. Такие голограммы получили чрезвычайно широкое распространение, благодаря возможности механического тиражирования и, следовательно, низкой стоимости. Однако качество изображения у голограмм этого типа значительно ниже, чем у голограмм Денисюка. Это связано с использованием при записи радужных голограмм дополнительных ОЭ (линз и щелей), а так же двухступенчатой регистрации. Кроме того, поскольку цвет изображения у голограмм этого типа меняется с изменением положения глаз наблюдателя, как правило, он видит изображение в условных цветах. Есть основание считать, что предлагаемая цветная голограмма будет сочетать достоинства голограмм Денисюка и Бентона, одновременно позволяя получать высокое качество изображения и допуская возможность массового механического тиражирования. Для получения ОЭ, содержащих ВП, могут быть использованы те же технологические операции, что и при получении обычных тиражируемых голограмм [3].

Принципиальная возможность реализации предложенных цветных голограмм была проверена с помощью компьютерной симуляции. Исследовалась структура, содержащая три многослойные голографические ВП, соответствующие брэгговским длинам волн 442, 529 и 647 нм и состоящие из чередующихся слоев с коэффициентами преломления n_1 и n_2 . Проводились расчеты с различными значениями n_1 и n_2 . Хорошее разделение линий спектральной селективности было достигнуто при значениях параметров: $n_1 = 1,65$, $n_2 = 1,38$ и $N = 13$. Результаты расчетов показаны на рис. 5. Другие параметры выбирались из условия, что углы наклона падающего и дифрагированного пучков для всех трех ВП одинаковы и имеют косинусы $c_R = -0,810$ и $c_1 = 0,694$. Эти углы определяют волновое число $K = 2\pi/\Lambda$ каждой периодической вдоль оси x голограммы. Для голограмм, соответствующих длинам волн 442, 529 и 647 нм, K равно $2,89 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, $2,42 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ и $1,98 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, соответственно. Периодичность голографических ВП вдоль оси z определялась из условия Брэгга. Мы предполагали, что $d_1 = d_2$. d_1 равен $9,66 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, $1,16 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ и $1,41 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ для голографических ВП, соответствующих длинам волн 442, 529 и 647 нм. В этих расчетах мы использовали значения h равные $5,2 \cdot 10^{-8} \text{ м}$, $6,3 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ и $7,5 \cdot 10^{-8} \text{ м}$ для голографических ВП, соответствующих длинам волн 442, 529 и 647 нм. Мы предполагаем показатель преломления n_0 плоскопараллельного слоя, в котором находятся три

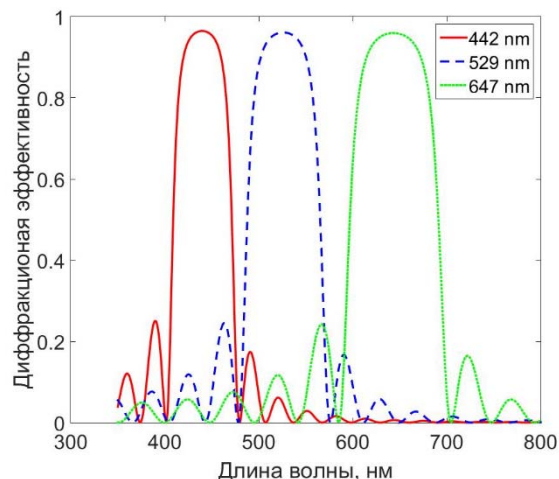


Рис. 5. Рассчитанная спектральная селективность цветной голограммы, содержащей три многослойных голографических ВП, соответствующим брэгговским длинам волн 442, 529 и 647 нм. Значения параметров указаны в тексте

голографических ВП, равным среднему значению показателей преломления чередующихся слоев. Для расчетов, показанных на рис. 5, $n_0 = 1,52$. Теперь оценим максимальную модуляцию фазы света, прошедшего сквозь структуру, которую мы рассматриваем. Подстановка параметров структуры в (24) дает значение δ , равное $-0,0027\pi$ для каждой из трех голографических ВП. Такое значение максимальной модуляции фазы позволяет в данном случае считать уровень искажений прошедшей волны небольшим. Это демонстрирует принципиальную возможность реализации предложенного типа цветных голограмм.

Заключение

Развита динамическая теория дифракции на многослойной волнообразной периодической структуре. Получены оценки модуляции фазы волны прошедшей через волнообразную структуру с произвольным профилем рельефа. Обсуждаются возможные применения предложенных оптических элементов. Предложен новый тип высококачественных цветных голограмм, их реализуемость продемонстрирована с помощью компьютерной симуляции.

Экспериментальные работы в этом направлении начинались в лаборатории Олега Борисовича Серова, но остались незавершенными.

Доклад подготовлен в рамках программы сотрудничества Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова Российской академии наук, г. Москва, Россия и Университета Соноры, г. Эрмосийо, Сонора, Мексика.

Список источников

- [1] Haines, K. A. Development of embossed holograms / K. A. Haines // Practical Holography X. — International Society for Optics and Photonics (SPIE). — 1996. — Vol. 2652. — P. 45–53.
- [2] Johnston, S. F. Holograms: A cultural history. — Oxford University Press, 2016. — 257 p.
- [3] Smolovich, A. M. Optical elements containing semitransparent wavelike films / A. M. Smolovich, V. Chernov // Applied optics. — 2017. — Vol. 56. — № 22. — P. 6146–6155.

- [4] **Сисакян, И. Н.** Дифракция излучения на синусоидально модулированной многослойной структуре / И. Н. Сисакян, А. М. Смолевич // Компьютерная оптика. — 1989. — № 6. — С. 5–9.
- [5] **Vinogradov, A. V.** X-ray and far uv multilayer mirrors: principles and possibilities / A. V. Vinogradov, B. Y. Zeldovich // Applied optics. — 1977. — Vol. 16. — № 1. — P. 89–93.
- [6] **Виноградов, А. В.** О многослойных зеркалах для рентгеновского и далекого ультрафиолетового излучения / А. В. Виноградов, Б. Я. Зельдович // Оптика и спектроскопия. — 1977. — Том 42. — № 4. — С. 709–714.
- [7] **Курант, Р.** Методы математической физики / Р. Курант, Д. Гильберт; Пер. со 2-го нем. изд. З. Либина и др. — М.: Гостехтеориздат. — 1951. — Том 1. — 476 с.
- [8] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф — М.: Наука, 1970. — 856 с.
- [9] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. — М: Мир, 1973. — 695 с.
- [10] **Kogelnik, H.** Coupled Wave Theory for Thick Hologram Gratings / H. Kogelnik // Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.
- [11] **Erko, A. I.** X-ray diffraction on a multilayer structure modulated by surface acoustic waves / A. I. Erko, D. V. Roshchupkin, A. A. Snigirev, A. M. Smolovich, A. Y. Nikulin, G. V. Vereshchagin // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. — 1989. — Vol. 282. — № 2–3. — P. 634–637.
- [12] **Bartlett, C. T.** Second generation holographic head-up display / C. T. Bartlett // Display Systems. — International Society for Optics and Photonics (SPIE). — 1993. — Vol. 1988. — P. 135–147.
- [13] **Сакмакци, О.** Head-worn displays: a review / О. Сакмакци, J. Rolland // Journal of display technology. — 2006. — Vol. 2. — № 3. — P. 199–216.
- [14] **Денисюк, Ю. Н.** Об отображении оптических свойств объекта в волновом поле рассеянного им излучения // ДАН СССР. — 1962. — Том 44. — № 6. — С. 1275–1278.
- [15] **Benton, S. A.** Hologram reconstruction with incoherent extended source / S. A. Benton // J. Opt. Soc. Am. — 1969. — Vol. 50. — № 10. — P. 1545A.

Reflective semitransparent optical elements non-distorting transmitted wave

A. M. Smolovich¹, V. G. Chernov²

¹ Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

² Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, México

Novel optical elements containing semitransparent wavelike films embedded into the bulk of transparent material, which form a reflection image without transmitted light distortion, are studied. The dynamic theory of light diffraction by a locally periodic multilayer semitransparent wavelike film is developed. A simple analytical formula for near Bragg diffraction order intensity is obtained for the case when only one diffraction order lies within the hologram angular selectivity. The phase modulation of light transmitted through the optical element containing wavelike films is estimated for single-layer and multilayer wavelike films with an arbitrary shape of surface. The restrictions on the structure parameters for which transmitted light distortions would be negligible are obtained. A new type of high quality color hologram is proposed and shown to be feasible by calculation of hologram diffraction efficiency and spectral selectivity for three colors. Other possible applications, such as monochrome and color head-up and head-mounted displays, and imaging on spectacle lenses, are discussed.

Keywords: Holography, Volume gratings, Color holography, Optical elements, Head-up displays, Head-mounted displays, Wearable glasses.

38. Оптический фильтр, построенный с применением глубокой периодической отражающей рельефной структуры

В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов Н. В. Суетин
 Российский университет дружбы народов, Москва, Россия

В схеме фильтра применена глубокая рельефная отражающая периодическая дифракционная структура (ГРС) с глубиной прямоугольного рельефа более половины длины волны. Входной оптический пучок направляется на ГРС под углом. Плоскость падения параллельна линиям дифракционной структуры. Пучок нулевого порядка дифракции является выходным. Зависимость коэффициента передачи мощности с входа на выход от длины волны излучения имеет нули и максимумы на определённых длинах волн. Фильтр может быть настроен на полное подавление любой выбранной длины волны и легко перестраивается за счёт изменения угла падения входного пучка. Приведены примеры расчёта фильтра для подавления одной из спектральных линий излучения аргонового лазера при условии пропускания другой спектральной линии. Фильтр одинаково прост для практической реализации как в видимом, так и инфракрасном диапазоне.

Ключевые слова: Оптический спектральный фильтр, глубокая дифракционная периодическая структура, фильтр оптического сигнала, пространственный фильтр.

Цитирование: Комоцкий, В. А. Оптический фильтр, построенный с применением глубокой периодической отражающей рельефной структуры / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов Н. В. Суетин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 165–169.

Введение

Глубокие отражающие периодические рельефные дифракционные структуры (ГРС) с прямоугольным профилем типа «меандр» с глубиной H_p порядка нескольких длин волн оптического излучения λ были описаны нами ранее в статьях [1, 2], где они применялись для построения высокочувствительных оптоэлектронных датчиков угловых колебаний поверхностей. Для этих устройств ГРС были изготовлены методом химического травления поверхности стекла через маску из фоторезиста с последующим напылением на поверхность рельефа металлической плёнки с высоким коэффициентом отражения для достижения высокой эффективности устройства. Вместе с тем в [3] было описано применение периодических прозрачных рельефных структур с прямоугольным профилем в качестве спектральных фильтров. Однако эти фильтры не допускали перестройки частотных характеристик после их изготовления. В данном докладе мы рассмотрим фильтр, построенный на основе *отражающей* периодической структуры, который допускает перестройку его частотной характеристики в широком диапазоне за счёт изменения угла падения входного излучения на ГРС. Фильтры, построенные на основе отражающих ГРС, просты в изготовлении и могут быть применены для фильтрации как в видимом, так и в инфракрасном диапазонах излучения.

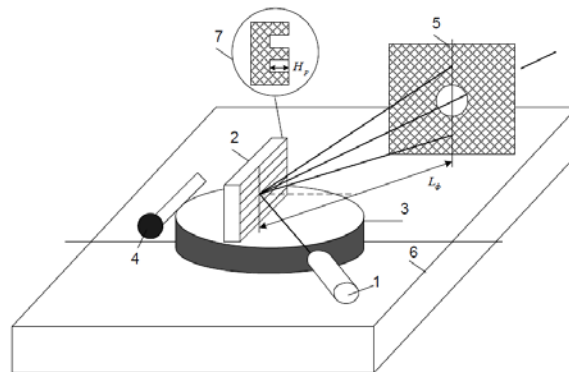
1. Схема фильтра, основные расчётные соотношения

Схема прохождения оптического пучка через фильтр на основе ГРС изображена на рис. 1. Входной пучок излучения направлен под углом падения Θ на ГРС с прямоугольным профилем типа «меандр» с глубиной рельефа H_p . Плоскость падения параллельна линиям рельефа ГРС. Глубину пространственной фазо-

вой модуляции (ПФМ), полученную в результате отражения оптической волны от ГРС, можно выразить формулой [2]: $\Delta\Phi = (4\pi/\lambda)H_p \cos\Theta$. Как видно, она уменьшается при увеличении угла падения Θ . Амплитуда ПФМ волнового фронта Φ_M равна половине глубины ПФМ: $\Phi_M = \Delta\Phi/2$, и она выражается следующей формулой [1, 2].

$$\Phi_M = (2\pi/\lambda)H_p \cos\Theta. \quad (1)$$

После отражения от ГРС на выходе мы выделяем нулевой порядок дифракции с помощью простого пространственного фильтра — диафрагмы, которая расположена на расстоянии L_ϕ от ГРС, достаточном для разделения в пространстве пучков излучений нулевого и первого порядков дифракции. Зависимость мощности излучения P_0 в нулевом порядке дифракции от глубины H_p отражающей дифракционной структуры и от угла падения входного оптического пучка Θ определяется соотношением [1, 2].



1 — источник излучения, 2 — ГРС, 3 — поворотная платформа для регулировки угла падения входного пучка, 4 — механизм поворота платформы, 5 — пространственный фильтр, 6 — основание, 7 — форма профиля ГРС. Плоскость падения — отражения пучка параллельна линиям ГРС

Рис. 1 Схема фильтра с применением ГРС

$$P_0 = P_{\text{ВХ}} R \cos^2 \left(\frac{2\pi}{\lambda} H_p \cos \Theta \right) = P_{\text{эфф}} \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \cos \left(\frac{4\pi}{\lambda} H_p \cos \Theta \right) \right), \quad (2)$$

где $P_{\text{ВХ}}$ — мощность излучения, падающего на ГРС, R — коэффициент отражения поверхности ГРС, $P_{\text{эфф}} = P_{\text{ВХ}} R$ — эффективная мощность излучения.

Как видно из зависимостей $P(\Theta)$, приведенных на рис. 2а, 2б), мощность излучения в нулевом дифракционном порядке изменяется в диапазоне от нулевой величины $P_0 = 0$ до максимальной величины, которая равна: $P_0^{(\text{max})} = P_{\text{ВХ}} R = P_{\text{эфф}}$. Из формулы (2) следует, что максимумы мощности отражённого излучения в нулевом порядке дифракции наблюдаются при следующих углах падения.

$$\Theta_{\text{max}}^{(k)} = \arccos \left(k\lambda / 2H_p \right), \quad (3)$$

где число $k = 0, 1, 2, 3...$

Значению $k = 0$ соответствует угол падения $\Theta = 90^\circ$, что физически нереально. Минимумы мощности отражённого излучения $P_0^{(\text{min})}$ наблюдаются при следующих углах падения.

$$\Theta_{\text{max}}^{(n)} = \arccos \left(\frac{2n+1}{4H_p} \lambda \right) = \arccos \left(\frac{2n+1}{4|\gamma|} \right), \quad (4)$$

где число $n = 0, 1, 2, 3...$

Экспериментальные зависимости нормированной мощности излучения нулевого порядка дифракции от угла падения оптического пучка на ГРС, приведенные на рис. 2а и 2б, с высокой степенью точности совпадают с расчётными кривыми. Это подтверждает правомерность применения в дальнейших расчётах формул (2), (3) и (4).

2. Расчёты параметров фильтров

Вначале рассмотрим наиболее простой фильтр, который подавляет излучение на определённых длинах волн. Зависимость коэффициента передачи мощности излучения k_p с входа на выход устройства от длины волны излучения будет выражена соотношением, которое следует из (2)

$$k_p = P_0 / P_{\text{ВХ}} \cdot R = \cos^2 \left[(2\pi H_p / \lambda) \cos \Theta \right]. \quad (5)$$

На рис. 3 приведено семейство расчётных зависимостей $k_p(\lambda)$ при условии, что глубина рельефной структуры равна $H_p = 0,6$ мкм, при различных значениях параметра угла падения светового пучка на рельефную структуру. Этот график демонстрирует возможность перестройки расположения частот максимума и минимума коэффициента пропускания за счёт изменения угла падения Θ входного оптического пучка. При различных углах падения нулевые коэффициенты передачи фильтра соответствуют разным длинам волн, координаты которых на оси длин волн можно рассчитать по формуле

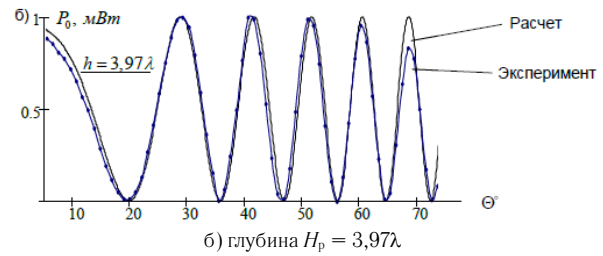
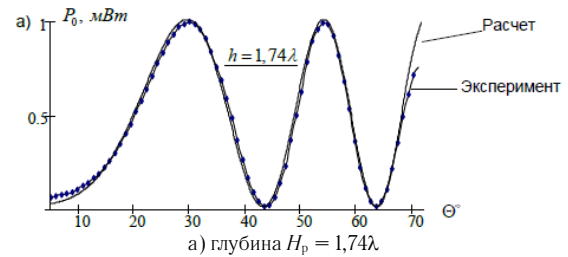


Рис. 2. Графики экспериментальных и расчётных зависимостей $P_0(\Theta)$ для рельефных отражающих решеток (период $\Lambda_p = 100$ мкм). Каждый график нормирован на максимальное значение мощности в пучке нулевого порядка.

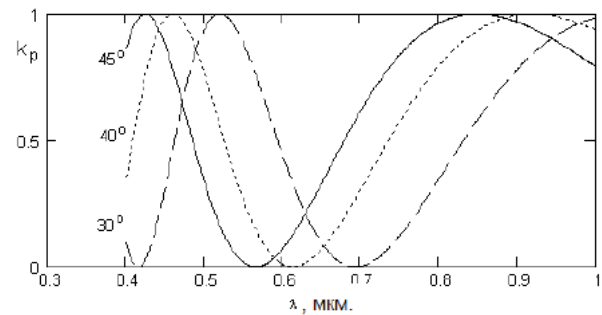


Рис. 3. Зависимости нормированного коэффициента передачи фильтра, от длины волны падающего излучения при глубине ГРС: $H_p = 0,6$ мкм, рассчитанные при различных углах падения: $\Theta = 45^\circ, 40^\circ, 30^\circ$.

$$\lambda_{\text{min}}^{(n)} = \frac{4H_p}{2n+1} \cos \Theta. \quad (6)$$

Как следует из анализа формулы (6) и из графиков, приведенных на рис. 3, фильтр на основе ГРС можно настроить на подавление излучения с любой длиной волны в широком диапазоне. Если излучение с некоторой длиной волны подавлено и не проходит на выход в нулевой порядок, то оно передаётся в первые и в высшие порядки дифракции.

Разделяющие фильтры. Поставим задачу: выделить излучение одной из спектральных линий аргонового лазера, которая имеет длину волны $\lambda_2 = 0,514$ мкм и, вместе с тем, подавить излучение другой сильной спектральной линии аргонового лазера, с длиной волны $\lambda_1 = 0,488$ мкм. Коэффициент передачи мощности излучения с входа на выход фильтра должен быть максимальным ($k_p^{(\text{max})}$) на длине волны $\lambda_{\text{max}} = \lambda_2 = 0,514$ мкм, а на длине волны

$\lambda_{\min} = \lambda_1 = 0,488$ мкм — должен быть минимальным ($k_p^{(\min)}$).

Рассмотрим соотношения, используя которые можно приближённо оценить необходимую глубину рельефной структуры. Отношение длин волн, соответствующих максимальному и минимальному значениям коэффициента передачи мощности излучения с входа на выход устройства составит

$$\lambda_2/\lambda_1 = 0,514/0,488 = 1,0532.$$

Далее из формул (3) и (4) определим расчетное соотношение длин волн, соответствующих максимальному и минимальному коэффициентам передачи устройства с учётом условия, что угол падения в этих формулах будет один и тот же. Приравняв углы падения в формулах (3) и (4), получим

$$\frac{\lambda_{\min}}{4H_p}(1+2n) = k \frac{\lambda_{\max}}{2H_p}.$$

Отсюда следует соотношение, полезное для дальнейших оценок.

$$\beta = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = \frac{1+2n}{2k}. \quad (7)$$

Можно рассматривать разные варианты: $k \neq n$ или $k = n$. Если положить $k = n$, то соотношение (7) примет вид

$$\beta = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = \frac{1+2n}{2n}.$$

Из этого следует, что если взять значение $n = 11$, то величина β составит

$$\beta = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = \frac{23}{22} = 1,045,$$

а если положить $n = 10$, то величина

$$\beta = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}} = \frac{21}{20} = 1,05,$$

что очень близко к ранее рассчитанному отношению $\lambda_2/\lambda_1 = 1,0532$, полученному для заданных выше длин волн линий аргонового лазера. С учётом этих условий определим подходящую глубину рельефа H_p , для чего найдём связь между величиной H_p и числом n . Аргумент функции в формуле (4) не может быть больше единицы, следовательно, должно выполняться условие

$$\frac{2n+1}{4\gamma} \leq 1.$$

Отсюда следует, что число γ должно удовлетворять следующему условию.

$$\gamma \geq \frac{2n+1}{4}. \quad (8)$$

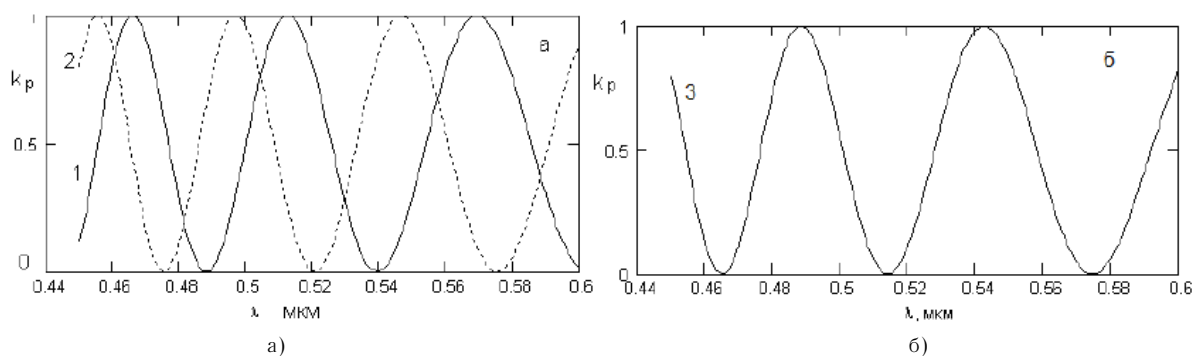
При этом, если принять, что $n = 10$, то из формулы (8) следует, что величина $\gamma \geq 5,25$, а при $n = 11$ величина $\gamma \geq 5,75$. Исходя из этого, можно выбрать значение параметра $\gamma = H_p/\lambda = 6$. Тогда глубина рельефа должна

составлять 6 длин волн. Для построения фильтра выберем глубину рельефа $H_p = 3$ мкм, а число $n = 10$. При этих условиях найдём угол падения оптического пучка, при котором коэффициент передачи излучения с длиной волны $\lambda_1 = 0,488$ мкм будет равен нулю. При $n = 10$, получим в соответствии с формулой (4) расчётное значение угла падения: $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$. При этом же значении угла падения $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$ расчёт по формуле (5) величины коэффициента передачи мощности фильтра на длине волны $\lambda_2 = 0,514$ мкм даёт следующий результат: $k_p = 0,998$, что вполне соответствует поставленной задаче. Зависимость коэффициента передачи мощности фильтра от длины волны излучения в диапазоне длин волн от 0,44 мкм до 0,6 мкм, рассчитанная при значениях параметров: $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$, $H_p = 3$ мкм, приведена на рис. 4а (график 1). Один из нулей этой зависимости точно соответствует длине волны $\lambda_1 = 0,488$ мкм.

Рассмотрим, как влияет неточность глубины рельефа на параметры фильтра. Допустим, что в результате ошибок при изготовлении глубина ГРС составила 3,2 мкм вместо расчётной глубины 3 мкм. Положим, что угол падения остаётся при этом неизменным, равным $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$. В этом случае, как это видно из графика 2, приведенного на рис. 4а, кривая зависимости коэффициента передачи от длины волны значительно смещена по оси длин волн по отношению к графику 1. Минимумы коэффициента передачи этой зависимости, ближайшие к заданной длине волны минимума $\lambda_1 = 0,488$ мкм, находятся на следующих длинах волн: при $n = 10$ — на длине волны $\lambda_{\min}^{(10)} = 0,52$ мкм, а при $n = 11$ — на длине волны $\lambda_{\min}^{(11)} = 0,475$ мкм.

Вместе с тем, погрешность настройки фильтра, которая образовалась в результате неточности изготовления ГРС, нетрудно исправить. Для этого следует изменить первоначальный угол падения входного оптического пучка $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$. На другой угол падения $\Theta = 36,81^\circ$. В результате, после изменения угла падения входного пучка мы получаем расчетную кривую зависимости коэффициента передачи от длины волны, которая фактически повторяет кривую 1 на рис. 4а. Таким образом, при глубине ГРС, равной $H_p = 3,2$ мкм после перестройки схемы, т. е. после установки нового угла падения $\Theta = 36,81^\circ$, расчётная зависимость коэффициента передачи от длины волны смещается по оси длин волн, и она практически полностью совпадает с зависимостью, рассчитанной при сочетании параметров: $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$ и $H_p = 3$ мкм.

Применяя тот же самый профиль с глубиной $H_p = 3$ мкм можно построить другой фильтр, который будет подавлять излучения $\lambda_2 = 0,514$ мкм и обеспечивать максимальный коэффициент передачи на длине волны $\lambda_1 = 0,488$ мкм. На рис. 4б представлены расчетные характеристики коэффициента передачи фильтра, который выполняет эту функцию. Параметры фильтра



Параметры расчёта: График 1: $H_p = 3$ мкм, $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$. График 2: $H_p = 3,2$ мкм, $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$. График 3: $H_p = 3$ мкм, $\Theta_{\min} = 31,53^\circ$
 Рис 4. Зависимости коэффициентов передачи фильтров, построенных с применением ГРС, от длины волны излучения

следующие: $H_p = 3$ мкм, $\Theta_{\min} = 31,35^\circ$, при этом расчётный коэффициент передачи фильтра на длине волны $\lambda = 0,514$ мкм будет равен нулю, а расчётный коэффициент передачи на длине волны $\lambda = 0,488$ мкм будет близок к 100 % ($k_p = 0,999$). Эффект изменения характеристики фильтра достигнут только за счет изменения угла падения входного пучка.

Кратко опишем конструкцию фильтра, построенного по схеме, изображённой на рис. 1. Глубина рельефной структуры $H = 3$ мкм, при этом допустима погрешность порядка 5–10 %. При выборе периода ГРС следует принимать в расчёт условия: $\Lambda_p \gg \lambda$, и $D_{\Pi} > (2...3)\Lambda_p$, где D_{Π} — диаметр пучка. Выбор периода ГРС не влияет на частотные характеристики фильтра, но влияет на общие габариты устройства. Если выбрать, например, $\Lambda_p = 50$ мкм, то при диаметре лазерного пучка $D_{\Pi} = 1$ мм величина расстояния до диафрагмы L_{Φ} составит порядка 200–300 мм. При увеличении периода ГРС расстояние L_{Φ} будет возрастать.

Рельеф может быть изготовлен на подложке из стекла методом химического травления поверхности подложки через маску из фоторезиста, а затем рельеф следует покрыть отражающей плёнкой из серебра или алюминия. Установка расчётного угла падения осуществляется за счёт поворота платформы 3 с реально достижимой точностью, а затем угол падения может

быть скорректирован с помощью механизма точной настройки по критерию минимальной мощности излучения на выходе устройства на выбранной длине волны (например: $\lambda_1 = 0,488$ мкм).

Заключение

Фильтры, построенные на основе ГРС, могут быть изготовлены как для видимого, так и для инфракрасного диапазона длин волн. При этом технология их изготовления достаточно проста, а материалы для их изготовления — самые обычные: стекло, металлы. Рельефная структура может быть сформирована не только на поверхности стекла, но и на поверхности таких металлов, как алюминий, медь, серебро. В частности, ГРС на поверхностях металлов хорошо подходят для изготовления фильтров для различных областей инфракрасного диапазона излучения. Фильтры этого типа имеют гладкие зависимости коэффициента передачи мощности от длины волны. Величина эффективного коэффициента передачи мощности изменяется от нуля до единицы. Интересной для практики особенностью фильтра данного типа является возможность перестройки частотной характеристики в широких пределах путём изменения угла падения входного пучка излучения.

Проведенные научные исследования выполнены при поддержке программы 5–100.

Список источников

- [1] **Комоцкий, В. А.** Оптоэлектронные дифракционные датчики малых линейных перемещений / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов, В. И. Корольков // Фотоника. — 2011. — Том 25. — № 1. — С. 16–19.
- [2] **Комоцкий, В. А.** Исследование оптоэлектронного датчика угловых смещений и колебаний на основе глубокой отражательной фазовой дифракционной решетки / В. А. Комоцкий, Ю. М. Соколов, А. Н. Алексеев, Е. В. Басистый // Вестник РУДН. — 2009. — № 4. — С. 95–101.
- [3] Энциклопедия по машиностроению XXL / URL: <http://mash-xxl.info>.

Filtration of optical spectrum with application deep periodic relief reflective structure

V. A. Komotskii, Y. M. Sokolov, N. V. Suetin

The Peoples' Friendship University of Russia, Moscow, Russia

An optical scheme intended for filtering the wavelength spectrum of an optical signal is proposed and investigated. The filter scheme uses a relief reflecting periodic diffraction structure with a relief depth of more than half the wavelength. The input optical beam is directed to the diffraction structure at an angle. The plane of incidence is parallel to the lines of the diffraction structure. A zero-order beam of diffraction is output. The dependence of the power transfer coefficient from the input to the output on the wavelength of the emission has zeros and maxima at certain wavelengths. The transmission coefficient at maxima is close to unity. The filter can be configured to completely suppress any selected wavelength and is easily reconfigured by changing the angle of incidence of the input beam. A technique for calculating filter parameters is described. Examples of calculation of a filter for suppressing one of the spectral emission lines of an argon laser are given, provided that another strong spectral line is passed. The filter is equally simple for practical implementation in both the visible and infrared ranges.

Keywords: Optical spectral filter, Deep diffraction periodic structure, Optical signal filter, Spatial filter.

39. Запись брэгговских решеток как оптических элементов лазера с петлевым резонатором

Е. Э. Попов, И. С. Хахалин, А. П. Погода

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

В статье рассмотрены явления, сопровождающие процесс записи пропускающих голографических решеток в ниобате лития, легированном различными примесями: железа Fe, титана Ti, эрбия Er. Приводится сравнение характеристик данных материалов. Также обсуждаются отклонения от классического поведения динамики процесса записи решеток.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Дифракционные оптические элементы.

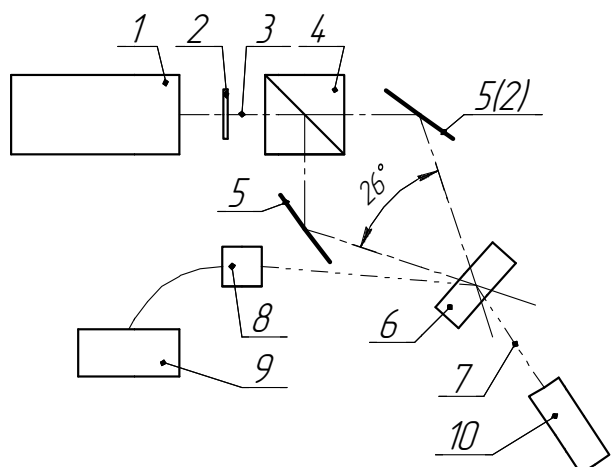
Цитирование: Попов, Е. Э. Запись брэгговских решеток как оптических элементов лазера с петлевым резонатором / Е. Э. Попов, И. С. Хахалин, А. П. Погода // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 170–172.

Введение

Предельная яркость твердотельных лазеров ограничена механическими напряжениями, которые возникают в активной среде за счет неоднородности температурного поля, а также населенности энергетических уровней по объему. Это приводит к локальному изменению показателя преломления. Возникающие термооптические искажения задают жесткие требования к охлаждению и катастрофически ограничивают дальность действия лазерного излучения, что является важным в ряде прикладных задач. Параллельно с изменением формы активной среды (диски, волокна) для улучшения теплоотвода и уменьшения механических напряжений привлекательным является метод когерентного сложения мощных твердотельных лазеров. Но излучение отдельных каналов в сфазированной системе формируется в результате конкуренции мод между каналами, что снижает эффективность системы и увеличивает потери, идущие на нагрев системы. Использование спектральных селекторов позволяет

обеспечить различный уровень потерь для центральных и побочных мод, лежащих в диапазоне линии усиления активной среды. Совместное использование статических Брэгговских решеток и динамических решеток коэффициента усиления в активной среде, в качестве спектральных и угловых селекторов излучения, позволяет снизить конкуренцию мод как в каждом из каналов, так и между каналами.

Для записи спектрального Брэгговского внутрирезонаторного селектора важно осуществить подбор твердотельной среды с необходимыми характеристиками лучевой стойкости. Наиболее доступной фоторефрактивной средой является ниобат лития. Для того, чтобы описать и сравнить свойства фоторефрактивных кристаллов на основе ниобата лития с различным содержанием примесей, необходимо разработать оптическую установку, которая позволяет производить запись и считывание голограммы.



1 — гелий-кадмиевый (He-Cd) лазер; 2 — светофильтр (сменный) 3 — излучение He-Cd лазера; 4 — делитель кубический 50/50; 5, 5 (2) — металлические зеркала; 6 — образец; 7 — зондирующее излучение гелий-неонового (He-Ne) лазера; 8 — приёмный телескоп спектрометра; 9 — Спектрометр; 10 — He-Ne лазер.

Рис. 1. Схема установки

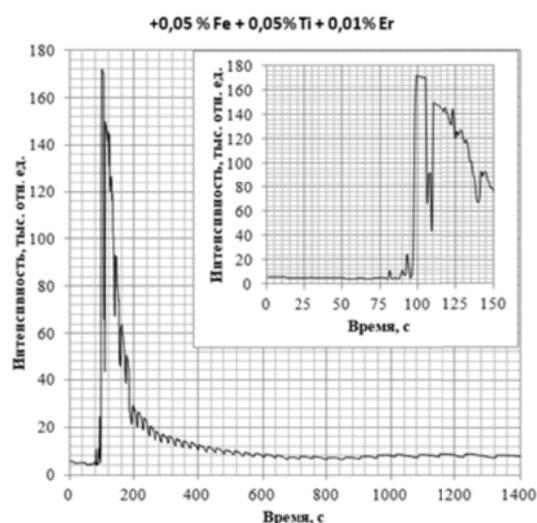


Рис. 2 Мощность отклоненного в первый порядок дифракции излучения в зависимости от времени записи решетки для материала $\text{LiNbO}_3 + 0,05\% \text{Fe} + 0,05\% \text{Ti} + 0,01\% \text{Er}$

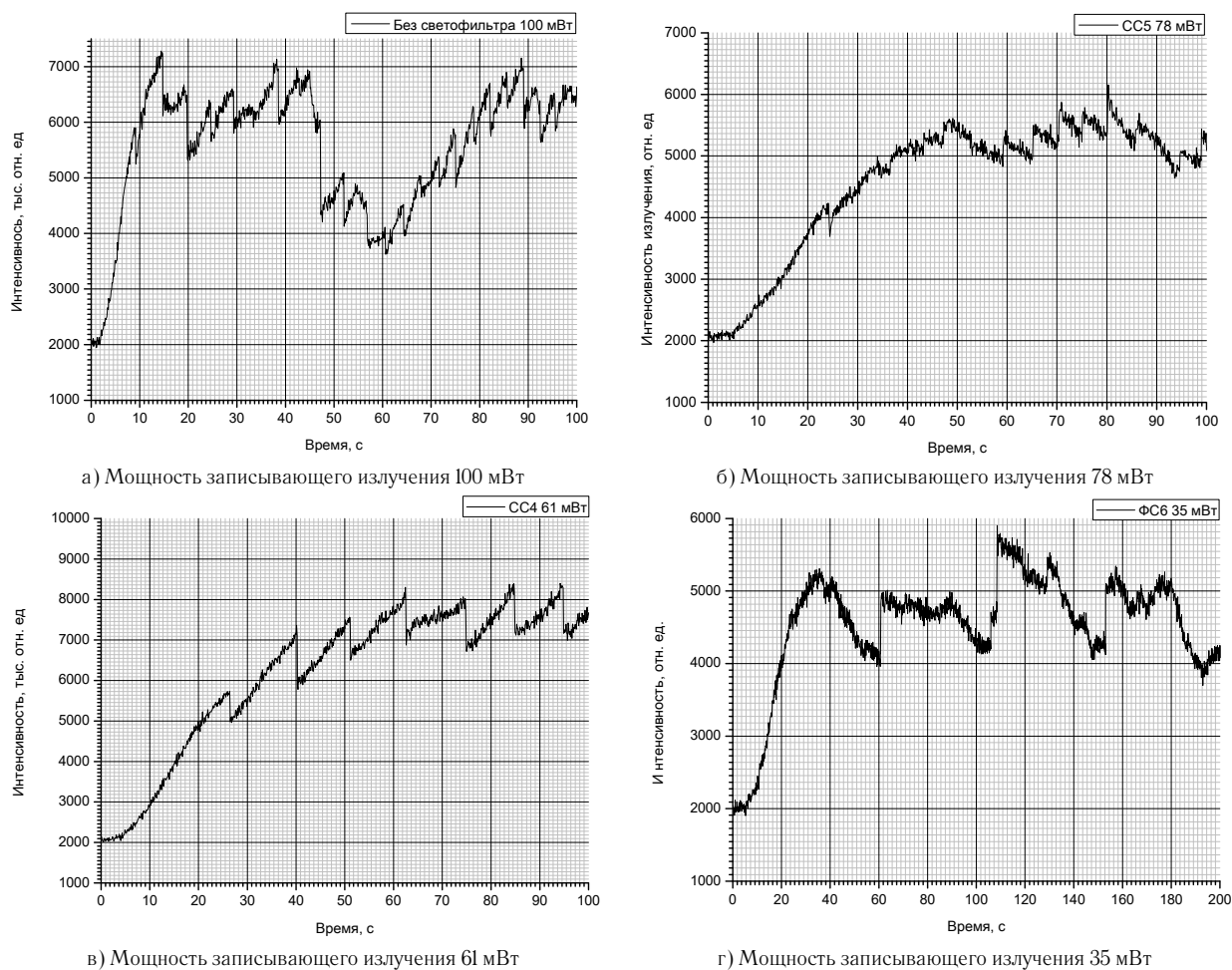


Рис. 3. Динамика дифракционной эффективности решетки. Зависимость интенсивности отклоненного в первый порядок излучения от времени при мощности записывающего излучения

Эксперимент

В эксперименте производилась запись объёмной дифракционной пропускающей решётки в фоторефрактивном материале — ниобате лития LiNbO_3 с различными концентрациями легирующих веществ: железа Fe, титана Ti, эрбия Er — излучением гелий-кадмиевого лазера (441 нм).

Схема установки для регистрации пропускающей толстой голограммы приведена на рис. 1. Запись производилась пучком гелий-кадмиевого непрерывного (He—Cd) лазера с длиной волны 441,6 нм, мощностью 100 мВт. Длина когерентности составляла величину более 10 см, что позволило избавиться от прецизионной точности длин оптических путей. Излучение лазера попадает на кубический делитель, в результате чего образуется два равных по мощности канала излучения. После отражения от поворотных зеркал излучение попадает на образец, в котором в результате интерференции формируется периодическое распределение интенсивности излучения, в результате чего в материале происходят локальные периодические изменения показателя преломления. Для контроля процесса записи решетки в качестве зондирующего излучения использовалось излучение гелий-неонового (He—Ne) лазера. Определение дифракционной эффективности решетки

Брэгга производилось путем измерения мощности дифрагированного излучения, определяемой по показанию спектрометра Avaspec 2048.

Период решётки определяется углом схождения записывающих пучков, который в воздухе составлял 26° . Показатель преломления для всех сред, независимо от наличия примесей, считался равным 2,2. Период решетки в этом случае составляет 220 нм.

Табл. 1. Сравнение времени записи решетки

| № п/п | Материал | Время записи, мин |
|-------|---|-------------------|
| 1 | $\text{LiNbO}_3 + 0,03 \% \text{ Fe} + 0,01 \% \text{ Er}$ | 0,3 |
| 2 | $\text{LiNbO}_3 + 0,03 \% \text{ Fe}$ | 1 |
| 3 | $\text{LiNbO}_3 + 0,05 \% \text{ Fe} + 0,05 \% \text{ Ti}$ | 1 |
| 4 | $\text{LiNbO}_3 + \text{Cu}$ | > 5 |
| 5 | $\text{LiNbO}_3 + 0,003 \% \text{ Fe}$ | 5 |
| 6 | $\text{LiNbO}_3 + 0,2 \% \text{ Fe}$ | > 5 |
| 7 | $\text{LiNbO}_3 + 0,05 \% \text{ Fe} + 0,05 \% \text{ Ti} + 0,01 \% \text{ Er}$ | 1 |

Ключевыми факторами подбора среды для записи спектрального селектора является время записи и дифракционная эффективность записанной решетки. Результаты измерения времени записи до определенного порогового значения мощности отклоненного зондирующего излучения приведены в табл. 1. Наибольшую дифракционную эффективность записанной решетки для

материалов, время записи решетки в которых не превышало 1 минуты, показал образец $\text{LiNbO}_3 + 0,05 \% \text{Fe} + 0,05 \% \text{Ti} + 0,01 \% \text{Er}$.

На рис. 2 представлена зависимость интенсивности отклоненного в результате дифракции в первый порядок излучения от времени. Видно, что график имеет ярко выраженный максимум, соответствующий пику дифракционной эффективности. Данное явление объясняется фоторефракцией.

Кроме того, характер кривой не монотонный, а имеет периодические скачки. Для определения возможного порога этого явления, а также зависимости периода скачков от интенсивности записывающего излучения проводился следующий эксперимент. Излучение лазера ослаблялось светофильтрами с различным коэффициентом пропускания (78 %, 61 %, 35 %).

Из графиков рис. 3 видно, что период скачков обратно пропорционален мощности записывающего излучения. Это явление принято связывать с эффектом квазипробоя внутри среды. Упоминание данного эффекта встречается в [2], где описано, что эти скачки представляют собой периодический электрический пробой среды между заряженными областями. При более высоких плотностях мощности записывающего излучения образуется большее количество свободных электронов в единицу времени, следовательно, значительное напряжения электрического поля, необходимое

для пробоя достигается за более короткий промежуток времени, т. е. период колебаний уменьшается.

Широко известны различные виды кривой дифракционной эффективности. В работе [1] были теоретически обоснованы некоторые характерные кривые для зависимости дифракционной эффективности от времени экспозиции. Так же общеизвестна и теория Когельника, которая описывает динамику дифракционной эффективности решетки. Явление скачкообразного нарушения монотонности кривой, приводящего к снижению дифракционной эффективности в результате электрического квазипробоя описано в [2]. Скачки характеризуются значительно большим периодом, нежели в обсуждаемых экспериментах. Кроме того, в отличие от результатов [2], встречается не только уменьшение, но и скачкообразное увеличение дифракционной эффективности. Периодический резкий рост дифракционной эффективности может быть связан с большим количеством поглощенного в материале излучения, так как наблюдается в случае высоких плотностей мощности записывающего излучения (около 0,032 МВт на квадратный метр) в образцах с низким процентом легирования (порядка 0,001 %), либо в образцах с высокой концентрацией (порядка десятых процента) даже при относительно низкой (около 0,011 МВт на квадратный метр) плотности мощности записывающего излучения.

Список источников

- [1] **Magnusson, R.** Use of dynamic theory to describe experimental results from volume holography / R. Magnusson, T. K. Gaylord // J. Appl. Phys. — 1976. — Vol. 47. — № 1. — P. 190–199.
- [2] **Шварц, К. К.** Фотопреломление в кристаллах ниобата лития и поиск новых электрооптических материалов для записи оптической информации / К. К. Шварц. — Л.: Наука, 1978. — 35–44 с.

Writing of Bragg gratings as an optical elements of a laser with loop cavity

E. E. Popov, I. S. Khakalin, A. P. Pogoda

Baltic Satate Technical University «VOENMEH» named after D. F. Ustinov, Saint Petersburg, Russia

The processes of writing of Bragg gratings, as an optical elements of laser with loop cavity discussed. The features for transmission gratings discussed.

Keywords: Optics, Holography, Diffractive optical elements.

40. О некоторых особенностях получения 3D объектов голографическими методами

Н. Д. Ворзобова, П. П. Соколов, В. О. Веселов

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Исследованы процессы записи и свойства структурированных голографических оптических элементов в промышленных материалах. Рассмотрены особенности трансформации голографических изображений протяженных объектов при различии условий записи и воспроизведения применительно к задачам голографической 3D печати и изобразительной техники.

Ключевые слова: Голография, Голографические оптические элементы.

Цитирование: **Ворзобова, Н. Д.** О некоторых особенностях получения 3D объектов голографическими методами / Н. Д. Ворзобова, П. П. Соколов, В. О. Веселов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 173–174.

Исследованы особенности формирования трехмерных объектов голографическими методами и их свойства. Рассмотрены три типа 3D объектов: протяженные голографические изображения, элементы на основе трехмерных периодических структур и элементы с произвольной трехмерной формой поверхности.

Выявлены особенности трансформации голографических изображений протяженных объектов при изменении условий записи голограмм и воспроизведения изображений в широких пределах. Определены условия, обеспечивающие наименьшие пространственные искажения изображений при восстановлении в монохроматическом свете применительно к задачам изобразительной техники, а также методу голографической 3D печати [1]. Рассмотрены особенности получения структурированных элементов в промышленных галогенсеребряных и фотополимерных материалах. Иссле-

дованы дифракционные и селективные свойства периодических структур, полученных при двух и многолучевой интерференции. Определены условия получения высокой (до 80 %) дифракционной эффективности, а также селективных свойств, обеспечивающих возможность управления интенсивностями пучков в дифракционных порядках (в диапазоне от 0 до $0,5I_0$). Показана возможность получения двух и многоканальных расщепителей световых пучков и управляемым отношением интенсивностей (рис. 1 и 2).

Показана возможность формирования элементов с произвольной трехмерной формой поверхности методом голографической 3D печати, основанным на проекции голографического изображения в объем фотополимерного материала. Применительно к данному методу установлены соотношения экспозиционных параметров и поглощающих свойств материала, определяющие возможность отображения в его объеме конфигурации проектируемого волнового фронта.

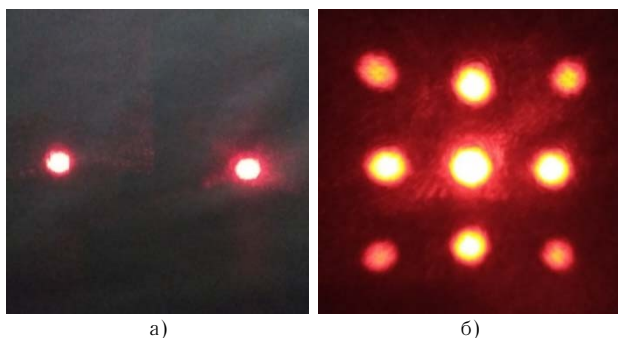


Рис. 1. Картины дифракции на структурах двухканального (а) и многоканального (б) расщепителей

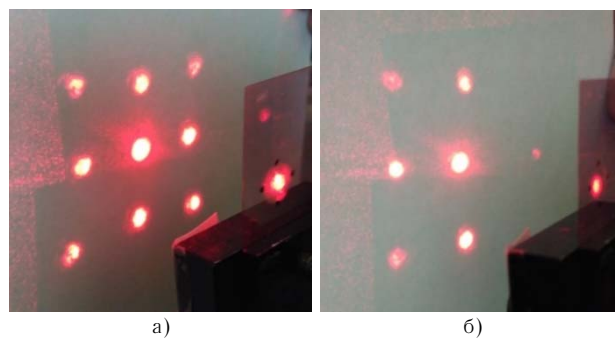


Рис. 2. Картина дифракции на структуре многоканального расщепителя (а) и изменение картины дифракции при изменении интенсивности в одном из дифрагированных пучков (б)

Список источников

- [1] **Vorzobova, N. D.** Holographic method of three-dimensional surfaces formation / N. D. Vorzobova, V. G. Bulakova, V. O. Veselov // Голографический журнал. — 2017. — Том 1. — № 2. — С. 12–34.

On some features of obtaining 3D objects by holographic methods

N. D. Vorzobova, P. P. Sokolov, V. O. Veselov

Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

The recording processes and properties of structured holographic optical elements in industrial materials are investigated. The features of the transformation of holographic images of extended objects under different recording and reproduction conditions are considered in relation to the problems of holographic 3D printing and display holography.

Keywords: Holography, Holographic optical elements.

41. Трехмерная фигура рассеяния, формируемая оптической системой при осевом расположении точечного объекта

С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, О. В. Никаноров, М. А. Фролова

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Приведены результаты расчета распределения комплексной амплитуды и интенсивности в трёхмерной фигуре рассеяния, формируемой оптической системой при осевом расположении точечного объекта. Работа выполнена в интересах разработки оптических систем с увеличенной глубиной резкости применительно к синтезированной голограмме точечного объекта, расположенного на перпендикуляре, восстановленном из центра голограммы.

Ключевые слова: Глубина резкости, Трехмерная фигура рассеяния, Разность хода, Разность фаз, Векторная сумма, Синтез голограмм.

Цитирование: Корешев, С. Н. Трехмерная фигура рассеяния, формируемая оптической системой при осевом расположении точечного объекта / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, О. В. Никаноров, М. А. Фролова // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 175–179.

Введение

Существует несколько подходов к количественной оценке глубины резкости оптической системы. В традиционной оптике под глубиной резкости принято понимать такое смещение плоскости наблюдения изображения, при котором изображение точечного объекта, представляемое в виде геометрической точки, размывается в круг, диаметр которого равен диаметру центрального кружка картины дифракции Эйри [1]. В работе [2] приведена другая формула, полученная на основании интерференционной теории формирования изображений. Она не позволяет рассчитать глубину резкости, а лишь ограничивает сверху ее максимальное значение. Если считать длину волны неизменной, то на величину глубины резкости оказывает влияние фактически только один параметр — числовая апертура оптической системы.

Это является серьёзной проблемой при разработке оптических систем с максимально возможной глубиной резкости. Метод, позволяющий обойти данные ограничения традиционных оптических систем, предложен в работе [3]. Он основан на замене традиционного проекционного объектива на синтезированную голограмму-проектор, формирующую требуемое изображение на поверхности полупроводниковой пластины. Синтез необходимой для его реализации голограммы требует применения такой объектной волны, которая фактически представляла бы собой суперпозицию нескольких объектных волн, формируемых одним и тем же фотошаблоном при нескольких расстояниях между объектом и плоскостью синтеза голограммы, различающихся между собой на некоторую заданную величину сдвига Δ , не превышающую глубину резкости голограммы. При этом оптимизация величины сдвига, оказывающей существенное влияние на глубину резкости голограммы, невозможна без знания распределений комплексной амплитуды и интенсивности в трехмерной фигуре рассеяния, формируемой оптической системой, роль которой в данном случае выполняет голограмма-проектор.

Расчёт распределения фазы и интенсивности в фигуре рассеяния, соответствующей изображению точки на оптической оси

Прямой расчет распределения фазы и интенсивности в трехмерной фигуре рассеяния, соответствующей изображению точечного объекта, требует точного решения задачи дифракции [4]. Полученные таким образом результаты точны, но чрезвычайно сложны для восприятия и не удобны для анализа. Вместе с тем применение принципа Гюйгенса — Френеля в сочетании с графическим методом сложения колебаний [5] позволяет получить значительно более удобные для последующего анализа результаты. Покажем это на примере изображения точечного объекта, формируемого голограммой-проектором и располагаемого на перпендикуляре, восстановленном из центра голограммы. Отметим, что для традиционной оптической системы этот случай соответствует изображению точечного объекта, располагаемому на оптической оси системы. Для простоты анализа ограничимся случаем одномерной голограммы.

Итак, пусть поверхность голограммы совпадает с осью X (рис. 1), где точка O является центром голограммы, а точкой F обозначено положение восстановленного с ее помощью изображения точечного объекта в плоскости наилучшей установки. В этом случае в

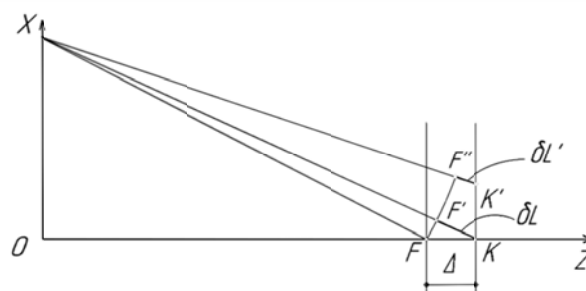


Рис. 1. Восстановление изображения точечного источника при сдвиге относительно плоскости наилучшей установки

точке F интенсивность света в фигуре рассеяния будет максимальной, а величину сдвига фазы для этой точки можно принять равной 0. Определим для начала величины сдвига фазы и интенсивность в точке K , смещенной вдоль оптической оси относительно F на величину Δ . Общая интенсивность света в точке K будет складываться как сумма комплексных амплитуд, приходящих от всех точек голограммы, возведённая по модулю в квадрат. Для расчётов выберем некоторую точку X , лежащую на плоскости голограммы. Поскольку мы условились считать суммарную фазу в точке F нулевой, то величина фазы во всех точках, лежащих на окружности с центром в точке X , будет одинакова. Соответственно, набег фазы в точке K относительно F будет зависеть от разности хода между лучами XK и XF , иначе говоря [5]

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \delta l = \frac{2\pi}{\lambda} (XK - XF) = \frac{2\pi}{\lambda} (XK - XF), \quad (3)$$

где λ — рабочая длина волны; δl — разность хода между лучами. В случае осевого луча она равна величине сдвига Δ , то есть расстоянию FK . Для других случаев величина разности хода будет определяться следующим образом

$$\begin{aligned} \delta l &= XK - XF = \\ &= \sqrt{OX^2 + (OF + \Delta)^2} - \sqrt{OX^2 + OF^2} = \\ &= \sqrt{OX^2 + OF^2 + \Delta^2 + 2OF\Delta} - \\ &\quad - \sqrt{OX^2 + OF^2}. \end{aligned} \quad (4)$$

Раскладывая выражение (4) в ряд Маклорена для квадратного корня [8], получаем

$$\begin{aligned} \delta l &= \Delta - \left(\frac{\Delta}{2} \cdot \frac{OX^2}{OF^2} + \frac{\Delta^3}{2 \cdot OF^2} \right) = \\ &= \Delta \left(1 - \frac{OX^2}{2OF^2} - \frac{\Delta^2}{2OF^2} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Подставив (5) в (3), получим

$$\begin{aligned} \varphi &= \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \left(1 - \frac{OX^2}{2OF^2} - \frac{\Delta^2}{2OF^2} \right) \approx \\ &\approx \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \left(1 - \frac{OX^2}{2OF^2} \right). \end{aligned} \quad (6)$$

Если же мы хотим посчитать изменение длины пути и, соответственно, сдвиг фаз не относительно точки F , а с учётом разности хода для осевого луча, то из (5) нужно вычесть величину сдвига Δ .

$$\begin{aligned} \delta l'' &= (XK - OK) - (XF - OF) = \\ &= XK - XF - \Delta = \\ &= - \left(\frac{\Delta}{2} \frac{OX^2}{OF^2} + \frac{\Delta^3}{2OF^2} \right) \approx - \frac{\Delta}{2} \frac{OX^2}{OF^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

$$\varphi'' = - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Delta}{2} \frac{OX^2}{OF^2}. \quad (8)$$

В случае если сдвиг фаз φ'' принять равным 2π , то из выражения (8) можно вывести следующее равенство.

$$|\Delta| = \frac{2\lambda OF^2}{OX^2} = \frac{2\lambda}{\frac{OX^2}{OF^2}} \approx \frac{2\lambda}{A^2}, \quad (9)$$

где A — числовая апертура.

Выражение (9) совпадает с формулой (2) для ограничения глубины резкости.

Как уже было сказано выше, результирующая комплексная амплитуда в точке будет равна сумме дошедших до неё комплексных амплитуд от всех точек голограммы. Поскольку в нашем случае речь идёт о синтезированных голограммах, имеющих дискретную структуру [7, 8], то количество этих точек конечно, а каждая из них фактически представляет собой отдельный точечный источник. Удобнее всего комплексную амплитуду от точечного источника рассматривать в виде вектора, длина которого соответствует амплитуде, а направление — фазе [9].

Тогда суммарная комплексная амплитуда в некоторой точке будет представлять собой векторную сумму амплитуд от разных источников. Далее остаётся найти распределение комплексной амплитуды восстановленной волны в каждой из точек от O до X . Отметим, что значения комплексной амплитуды симметричны относительно начала координат.

Сделаем это в обратном ходе лучей, т. е. рассматривая процесс записи голограммы. Поскольку точечный источник распространяет свет во всех направлениях равномерно, исходящее от него излучение можно изобразить в виде сферы, центр которой совпадает по положению с рассматриваемым точечным источником. Тогда естественно предположить, что в единицу времени через поверхность сферы будет проходить одинаковое количество энергии. Отсюда следует, что в нашем случае, если комплексную амплитуду в точке O принять равной единичной величине E_o , то амплитуда в точке X (рис. 1) будет равна

$$\begin{aligned} E_x &= \frac{E_o S_h}{S_l} = \frac{S_h}{S_l} = \frac{4\pi R_h^2}{4\pi R_l^2} = \\ &= \frac{4\pi OF^2}{4\pi XF^2} = \frac{OF^2}{XF^2} = \frac{OF^2}{OX^2 + OF^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Таким образом, при помощи полученных выражений можно рассчитать значение комплексной амплитуды в любой точке на перпендикуляре, восстановленном из центра голограммы, а, возведя его в квадрат, получим значение интенсивности в выбранной точке.

Вычислить суммарную комплексную амплитуду в точке K можно через суммы проекций на координатные оси всех составляющих вектора суммарной комплексной амплитуды. Если комплексную амплитуду от одной точки считать как E_x , то её проекция на ось абсцисс будет считаться как косинус угла наклона вектора, рав-

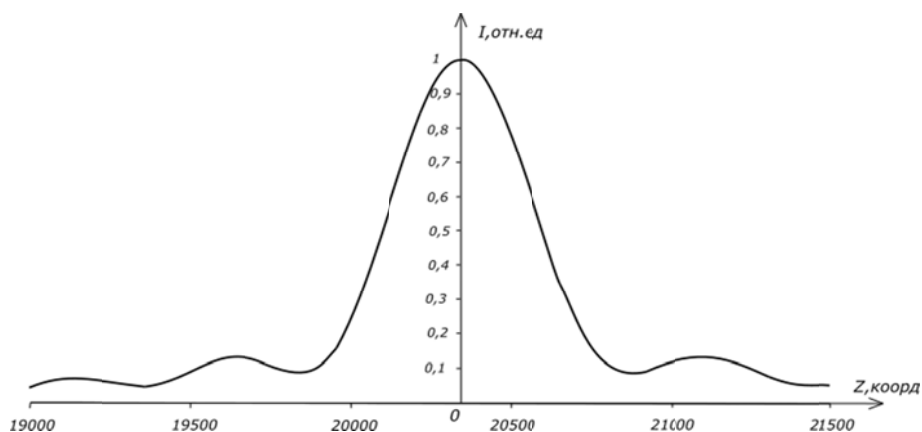


Рис. 2. Зависимость интенсивности в осевых точках от координаты

ного сдвигу фазы, на ось ординат — как синус. В общем обе составляющие будут складываться из всех значений амплитуды и фазы, пришедших от каждой из точек, лежащих на плоскости от O до X

$$E_{\cos} = \sum_{x=0}^{x=X} \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \Delta \left(1 - \frac{x^2}{2OF^2} \right) \right] \frac{OF^2}{x^2 + OF^2}, \quad (11)$$

$$E_{\sin} = \sum_{x=0}^{x=X} \sin \left[\frac{2\pi}{\lambda} \Delta \left(1 - \frac{x^2}{2OF^2} \right) \right] \frac{OF^2}{x^2 + OF^2}. \quad (12)$$

Итоговое значение интенсивности в этом случае будет равно

$$I = E_{\sin}^2 + E_{\cos}^2. \quad (13)$$

Количество отсчетов на участке OX , которое необходимо взять для получения суммарного распределения интенсивности с достаточной точностью в целом зависит от типа оптической системы. Нетрудно заметить, что в случае, если фокусное расстояние OF значительно превышает радиус выходного зрачка OX , значение выражения $x^2/2 \cdot OF^2$ приближается к 0, а выражения $OF^2/(x^2 + OF^2)$ — наоборот, стремится к 1. К примеру, уже в случае, если $OF = 4x$, то первое выражение приобретает значение 0,031 25; а второе — 0,94. Следовательно, в таких случаях большее влияние на суммарное значение будет оказывать величина сдвига Δ . В то же время, если $OF \approx OX$, указанные выражения влияют сильнее. В нашем случае выбор количества отсчетов определялся результатами работы [8], в соответствии с которыми для успешной голографической регистрации, период дискретизации голограммы должен быть, как минимум, в 4 раза меньше характеристического размера объекта. То есть, если размер точки-объекта a_i принят равным 80×80 нм, то размер одного пикселя на плоскости регистрации её голограммы должен быть не более 20×20 нм. Таким образом, отсчеты вдоль OX брались каждые 20 нм.

Следует отметить относительную простоту полученных формул, позволяющих определить относительную интенсивность в любой точке на основании значений положения исследуемой точки относительно фокуса (значения Δ, Δ' — для случая, когда точка распо-

ложена вне оси), по сравнению с известными выражениями, основанными на вычислении функций Ломмеля [4].

С помощью полученных выражений был построен график зависимости интенсивности от координаты Z (расстояния от плоскости голограммы) на перпендикуляре, восстановленном из центра голограммы.

Все необходимые для этого расчёты проводились при условиях и параметрах синтеза голограмм, приведённых в работе [3]. Сама голограмма при этом считалась внеосевой, полученной с плоской опорной волной, падающей на плоскость синтеза голограммы под углом α , равном $14,7^\circ$. Объектная волна считалась падающей по нормали на плоскость объекта, расположенную параллельно плоскости синтеза голограммы. Рабочая длина волны λ была выбрана равной 13,5 нм; расстояние между плоскостью объекта и плоскостью регистрации голограмм $R_h = 20,3$ мкм. Расстояние от плоскости голограммы до плоскости наилучшей установки также равно 20,3 мкм, плоскость регистрации изображений будем постепенно смещать относительно неё в обе стороны. Размер точки-объекта (минимального элемента структуры объекта, состоящего из нескольких точек) a_i принят равным 80×80 нм², размер апертуры синтезируемых голограмм при таких условиях составляет 440×440 пикселей, при размере каждого 20×20 нм². При таких параметрах расстояние от O до X состоит из 220 точек, так как ось Z проходит через центр голограммы перпендикулярно её плоскости.

На рис. 2 приведён график зависимости интенсивности на оси пятна рассеивания, представляющего собой трехмерное восстановленное изображение точечного объекта, от координаты Z , при этом максимальное значение интенсивности в точке F принято за 1, а в остальных точках интенсивность оценивается в долях от максимума.

На графике чётко виден центральный максимум вблизи точки фокуса и несколько побочных, значительно менее выраженных на общем фоне. При этом даже на достаточно большом расстоянии от плоскости наилучшей установки интенсивность всё равно превышает нулевое значение, что, вероятно, связано с наличием осевого луча, следующего точно вдоль оси Z . При

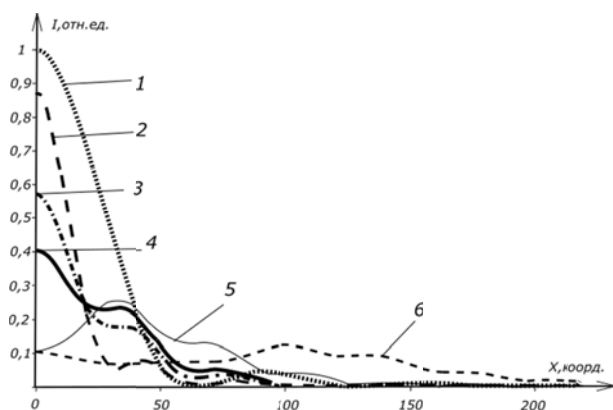


Рис. 3. Распределение интенсивности в восстановленном изображении точки при различных положениях плоскости регистрации

описанных выше условиях числовая апертура излучения A , дифрагировавшего на точечном объекте, может быть описана с помощью следующего выражения.

$$A = n \sin \theta = \frac{\lambda}{a_i}, \quad (14)$$

где n — показатель преломления среды, равный для воздуха 1; λ — рабочая длина волны; a_i — размер точки-объекта.

Зная указанные выше условия синтеза голограммы и, учитывая выражение (14), можно оценить теоретические пределы глубины резкости изображения. Согласно требованиям, традиционным для оптики, при установленных условиях синтеза она будет равна $b_1 = \pm 237$ нм, а в соответствии с интерференционной теорией формирования изображений глубина резкости не должна превышать величины $b_2 = \pm 948$ нм. При положении плоскости наилучшей установке на расстоянии 20 345 нм от плоскости голограммы, диапазон возможных смещений плоскости регистрации изображения в пределах, соответствующих величине b_1 равен [20 108, 20 582], что примерно соответствует участку графика, на котором интенсивность превышает половину от максимума. Диапазон смещений с учётом только величины b_2 более широк: [19 397, 21 293], он включает не только центральный максимум, но и два побочных, лежащих по обе стороны от него.

Полученные выражения позволяют построить графики распределения энергии в поперечном сечении пятна рассеяния в зависимости от положения плоскости регистрации. На рис. 3 представлены графики, демонстрирующие распределение интенсивности в восстановленном изображении точки при различных положениях плоскости регистрации. В целях упрощения картины приведена только половина от распределения интенсивности, так как общая картина симметрична относительно оси Z .

Из приведенных графиков видно, что если плоскость регистрации располагается точно в плоскости наилучшей установки F (график 1 на рис. 3), то картина

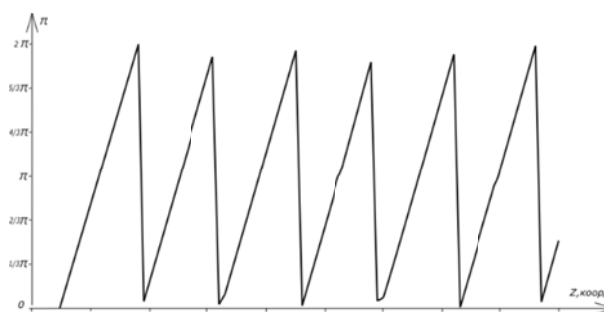


Рис. 4. Зависимость суммарного сдвига фазы в осевых точках от координаты

распределения интенсивности в изображении соответствует дифракционной картине точки [10]. Если сдвиг плоскости регистрации относительно F не превышает величины глубины резкости b_1 (график 2), установленной согласно требованиям традиционной оптики, то центральный максимум несколько расширяется и уменьшается, но первый минимум и кольца ещё достаточно различимы. При сдвиге, равном b_1 (график 3) центральный максимум фактически сливается с первым побочным. При дальнейшем увеличении сдвига (графики 4–6) чёткое изображение точки постепенно разрушается — на больших расстояниях определить максимумы в целом уже невозможно.

Таким образом, наибольшая часть световой энергии в восстановленном изображении точки оказывается локализованной в объекте, имеющем сигарообразную форму, что соответствует выводам, представленным в работах [2, 4]. Его длина, при приведённых выше параметрах синтеза и восстановления голограммы, составляет порядка 1 мкм, толщина — около 120 нм.

При помощи использованного нами графического метода расчета можно определить не только зависимость относительной интенсивности от смещения от точки фокуса, но и изменение суммарного набега фазы по мере смещения. Как уже упоминалось выше, при использовании векторного представления длина вектора оказывается величиной интенсивности, а угол его наклона — фазой. Тогда фазу можно вычислить на основании следующего выражения.

$$\Delta \varphi = \arccos \left(\frac{E_{\cos}}{\sqrt{E_{\sin}^2 + E_{\cos}^2}} \right). \quad (15)$$

На рис. 4 представлен график, изображающий зависимость суммарного сдвига определённой с точностью до 2π фазы от смещения плоскости регистрации вдоль оси при указанных выше параметрах синтеза и восстановления голограммы. Значения фазы представлены на участке от 0 до 2π , то есть за вычетом величины $2\pi n$, где $n = 1, 2, \dots$

Хорошо заметна периодичность, при этом период сдвига равен рабочей длине волны, а величина самого сдвига фазы не превышает 2π .

Однако также видно, что если при положении плоскости регистрации в фокусе суммарный сдвиг

фазы считается нулевым, то по мере смещения он далеко не во всех случаях снова достигает 0. Это связано с дискретностью, поскольку сдвиг плоскости регистрации всегда производился на строго установленную величину и не всегда совпадает с реальным смещением, которое требуется для «обнуления» фазы. Из приведенного рисунка можно сделать вывод о том, что распределение фазы вдоль пятна рассеяния полностью определяется фазой, отсчитываемой вдоль главного луча восстановленного пучка лучей. При этом отстоящие от центра участка апертуры голограммы (оптической системы) практически не оказывают никакого влияния на распределение фазы вдоль оси пятна рассеяния.

Заключение

Таким образом, в ходе проведенного исследования, был установлен характер изменения комплексной амплитуды, фазы и интенсивности в зависимости от величины сдвига относительно плоскости наилучшей установки и оптической оси. Полученные в результате расчетов выражения значительно проще аналогов, установленных путём решения задачи дифракции. Приведены результаты экспериментальных проверок установленных теоретических положений.

Список источников

- [1] **Цуканова, Г. И.** Прикладная оптика. Часть 2: Учебно-методическое пособие / Г. И. Цуканова, Г. В. Карпова, О. В. Багдасарова, В. Г. Карпов, Е. В. Кривоустова, К. В. Ежова, под ред. проф. А. А. Шехонина. — Учебное пособие. — СПб: СПб ГИТМО (ТУ), 2003. — 73 с.
- [2] **Франсон, М.** Оптика спеклов / М. Франсон; пер. с французского (M. Francon. La granularite laser (speckle) et ses applications en optique. Institut d'Optique et Universite de Paris. 1978). — М.: Мир, 1980. — 172 с.
- [3] **Корешев, С. Н.** Методы увеличения разрешающей способности и глубины резкости синтезированных голограмм / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, М. А. Фролова, Я. А. Новицкая, Р. И. Хисамов // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — № 12. — С. 62–68.
- [4] **Борн, М.** Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. — М.: Наука, 1973. — 720 с.
- [5] **Ландсберг, Г. С.** Оптика / Г. С. Ландсберг. — Изд. 6-е, стереотипное. — М.: Физматлит, 2003. — 848 с.
- [6] **Фихтенгольц, Г. М.** Курс дифференциального и интегрального исчисления / Г. М. Фихтенгольц. — М.: Физматлит, 2003. — 680 с.
- [7] **Корешев, С. Н.** Влияние дискретности синтезированных и цифровых голограмм на их изображающие свойства / С. Н. Корешев, Д. С. Смородинов, О. В. Никаноров // Компьютерная оптика. — 2016. — Том 40. — № 6. — С. 793–801.
- [8] **Корешев, С. Н.** Изображающие свойства дискретных голограмм. I. Влияние дискретности голограммы на восстановленное изображение / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, Д. С. Смородинов // Оптический журнал. — 2014. — Том 81. — № 3. — С. 14–19.
- [9] **Корешев, С. Н.** Программный комплекс для синтеза и цифрового восстановления голограмм-проекторов / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, Ю. А. Иванов // Научно-технический вестник СПб ГУ ИТМО. — 2009. — № 5 (63). — С. 42–47.
- [10] **Родионов, С. А.** Основы оптики. Конспект лекций / С. А. Родионов. — СПб.: СПб ГИТМО (ТУ), 2000. — 167 с.

3D scattering figure formed by the optical system at the axial location of a point object

S. N. Koreshev, D. S. Smorodinov, O. V. Nikanorov, M. A. Frolova

Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

A quantitative evaluation of the depth of field of optical systems is given. The results of the calculation of the distribution of the complex amplitude and intensity in the three-dimensional scattering figure formed by the optical system for the axial location of a point object are presented. The work was carried out in the interests of developing optical systems with increased depth of field with reference to a synthesized hologram of a point object located on a perpendicular reconstructed from the hologram center.

Keywords: Depth of field, Three-dimensional scatter figure, Path difference, Phase difference, Vector sum, Hologram synthesis.

42. Применение микрозеркальных модуляторов для вывода голографических и дифракционных оптических элементов в задачах оптического кодирования и распознавания

Д. Ю. Молодцов, В. В. Краснов, П. А. Черёмхин, В. Г. Родин

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Представлены экспериментальные результаты по использованию микрозеркальных модуляторов в качестве устройств отображения голографических и дифракционных оптических элементов. Описаны возможности применения микрозеркальных модуляторов при решении задач оптического кодирования и распознавания.

Ключевые слова: микрозеркальный модулятор, синтезированная голограмма, корреляционный анализ, оптическое кодирование.

Цитирование: Молодцов, Д. Ю. Применение микрозеркальных модуляторов для вывода голографических и дифракционных оптических элементов в задачах оптического кодирования и распознавания / Д. Ю. Молодцов, В. В. Краснов, П. А. Черёмхин, В. Г. Родин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 180–182.

В последнее время широко развилась технология создания микрозеркальных модуляторов, которые осуществляют амплитудную модуляцию с помощью отражения светового потока от матрицы микрозеркал, поэтому излучение не претерпевает паразитную фазовую модуляцию. Быстродействие таких модуляторов на два-три порядка превышает быстродействие жидкокристаллических пространственно-временных модуляторов света, поэтому они могут быть успешно использованы в качестве устройств оперативного вывода голографических и дифракционных оптических элементов в задачах оптического кодирования и распознавания.

Однако при использовании микрозеркальных модуляторов в качестве устройства вывода голограмм существует ряд жестких требований к характеристикам оптического качества устройства (однородность структуры, плоскостность и др.), которые не играют большой роли, когда модулятор используется, например, для проецирования изображения. Однако при использовании модулятора в качестве устройства вывода голограмм, происходит ощутимое ухудшение восстанавливаемого импульсного отклика [1] из-за имеющихся технологических погрешностей: погрешности угла наклона микрозеркал, погрешности ориентации оси

наклона микрозеркал, плоскостности поверхности модулятора.

На основании проведенных ранее экспериментов [2, 3] было установлено, что для качественного восстановления голограмм на модуляторе, необходимо осуществлять вывод голограмм на определенном ограниченном участке его матрицы, размеры которого определяются экспериментально для каждого образца модулятора. В частности, для чипа sl076 7402 производства Texas Instruments 0.7 XGA 12° DDR (серия DLP7000) с разрешением 1024×768 пикселей при шаге матрицы 13,68 мкм размер условно плоского участка составляет 1,4 мм, что позволяет с допустимым качеством выводить голограммы размером не более 400×400 пикселей. В качестве примера на рис. 1 приведена карта качества поверхности исследованного чипа: светлые области имеют удовлетворительную плоскостность, темные области имеют наибольшую искривленность, качество восстановления голограмм с данных областей плохое. На рис. 2 представлено изображение импульсного отклика голограммы размером 384×384 пикселей, содержащей решетки с периодом в 2, 3 и 7 и 8 пикселей (голограмма выводилась на участок поверхности с наилучшей плоскостностью). Качество восстанавливаемого изображения можно считать

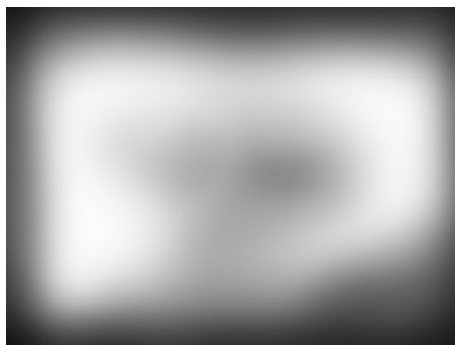


Рис. 1. Карта качества поверхности исследованного модулятора

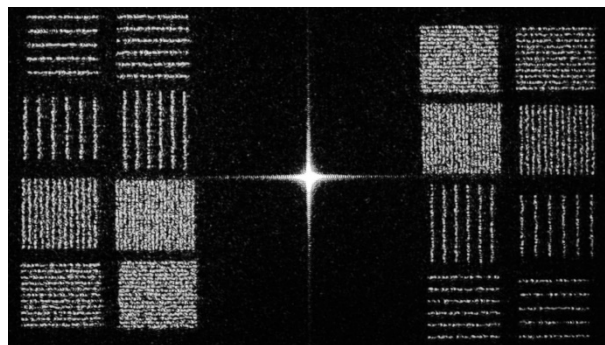


Рис. 2. Импульсный отклик голограммы размером 384×384 пикселей (голограмма выводилась на участок поверхности с наилучшей плоскостностью)

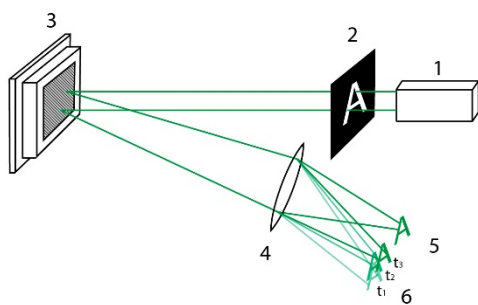


Рис. 3. Принципиальная схема устройства при работе в режиме оптического кодирования

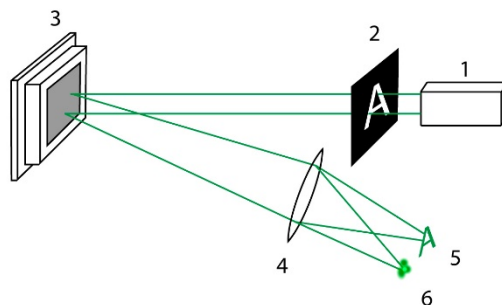


Рис. 4. Принципиальная схема устройства при работе в режиме оптического распознавания

приемлемым, что позволяет использовать такой модулятор в задачах оптического кодирования и распознавания.

Была разработана схема оптического процессора, позволяющего в зависимости от назначения осуществлять операции кодирования или распознавания, принципиально не меняя всей схемы процессора.

Принципиальная схема процессора при работе в режиме оптического кодирования представлена на рис. 3. Она включает источник излучения 1, входной объект 2, микрозеркальный модулятор 3 и Фурье-объектив 4. Отраженное излучение можно наблюдать в нулевом порядке дифракции 5, первый порядок дифракции 6 в разные моменты времени содержит в себе кодируемые изображения входного объекта, суммируемые с помощью регистрирующего устройства в течение времени экспозиции. В режиме оптического кодирования применяется метод временного интегрирования [4], при котором на регистрирующую камеру за время экспозиции нужно подать несколько изображений входного объекта, подвергшихся линейному переносу в разные моменты времени. С этой целью на микрозеркальный модулятор необходимо выводить в эти моменты Фурье-голограммы с записанными на них импульсными откликами точки в различных координатах. Таким образом, модулятор будет играть роль движущегося зеркала, которое будет перемещать изображение в первом порядке дифракции (область 6 на рис. 3)

В [5] была теоретически обоснована возможность использования микрозеркальных модуляторов для вывода голографических фильтров в дисперсионных корреляторах. Это во-многом объясняется тем фактом, что распознавание в таких корреляторах происходит в некогерентном свете, а микрозеркальный модулятор формирует изображение путём последовательного переключения микрозеркал, т. е. в нём осуществляется только амплитудная модуляция излучения.

Принципиальная схема устройства, работающего в режиме оптического распознавания, представлена на рис. 4. Также как в режиме кодирования схема включает источник излучения 1, входной объект 2, микрозеркальный модулятор 3 и Фурье-объектив 4. В нулевом порядке дифракции 5 формируется отраженное излучение, а первый порядок дифракции 6 содержит в себе сигнал корреляции между входным объектом и

объектом, записанном на выводимом на модулятор голографическом фильтре. В режиме оптического распознавания регистрирующая камера следит за появлением в корреляционном сигнале пика, который будет говорить о факте совпадения распознаваемого и опорного объектов. При этом модулятор будет поочередно сменять специальным образом синтезированные голографические фильтры под различные опорные объекты.

Как видно из рис. 3 и 4, с помощью одной и той же оптической схемы возможно осуществлять как оптическое кодирование входных изображений в одном режиме работы, так и оптическое распознавание — в другом. В зависимости от цели использования устройства будет необходимо лишь изменить режим работы регистрирующей камеры и Фурье-фильтры, выводимые на модулятор.

Использование микрозеркального модулятора в данном случае даёт возможность крайне быстрой смены выводимых голографических фильтров (при использовании специального контроллера для микрозеркального модулятора — до 32 кГц). Таким образом, можно осуществлять кодирование за меньшее время, чем при использовании ЖК-ПВМС [6]. В том числе это даёт возможность кодировать видеоряд (так как за время одного кадра будет возможным вывести достаточно голографических фильтров, чтобы сформировать в регистрирующей плоскости криптостойкое закодированное изображение). Для распознавания это также даёт ощутимые преимущества: можно распознать объект за меньшее время, что всегда критично в задачах распознавания. Кроме того, сам тип модулятора теоретически позволяет работать с некогерентным излучением, а это значит, что подобное устройство сможет функционировать непосредственно в излучении, отраженном или испущенном непосредственно от объекта наблюдения, без необходимости преобразования его в монохроматическое излучение.

Таким образом, использование микрозеркального модулятора представляется интересным и перспективным решением не только в схемах оптического распознавания, но и оптического кодирования, благодаря существенно более высокому быстродействию таких модуляторов по сравнению с ЖК-ПВМС. При этом принцип работы таких модуляторов теоретически позволяет сильно упростить схему устройства, объединив

в нём возможности и распознавания, и кодирования без использования внутреннего лазерного канала освещения.

Благодарность

Работа была выполнена при частичной поддержке гранта «УМНИК» (заявка № 34647 договор № 12705ГУ/2017 от 24.04.2018).

Список источников

- [1] **Chao T.-H.** High-speed optical processing using digital micromirror device / T.-H. Chao, T. T. Lu, B. Walker, G. Reyes // Proceedings of SPIE. — 2013. — Vol. 9094. — P. 909402.
- [2] **Molodtsov D. Yu.** Object recognition in non-coherent optical correlator based on DMD-modulator illumination / D. Yu. Molodtsov, V. G. Rodin // Proceedings of SPIE. — 2016. — Vol. 10176. — P. 101761A.
- [3] **Molodtsov D. Yu.** Impact of DMD-SLMs errors on reconstructed Fourier holograms quality / D. Yu. Molodtsov, P. A. Cheremkhin, V. V. Krasnov, V. G. Rodin // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 737. — P. 012074.
- [4] **Evtikhiev N. N.** Method of optical image coding by time integration / N. N. Evtikhiev, S. N. Starikov, P. A. Cheryomkhin, V. V. Krasnov, V. G. Rodin // Proceedings of SPIE. — 2012 — Vol. 8429 — P. 84291P.
- [5] **Molodtsov D. Yu.** The Possibility of using DMD SLM for hologram filters displaying in dispersive correlator / D. Yu. Molodtsov, V. G. Rodin, S. N. Starikov // Physics Procedia. — 2015. — Vol. 73. — P. 338–342.
- [6] **Park M.-C.** Properties of DMDs for holographic displays / M.-C. Park, B. R. Lee, J.-Y. Son, O. Chernyshov. // Journal of Modern Optics. — 2015. — Vol. 62:19. — P. 1600–1607.

The use of micromirror modulators for holographic and diffractive optical elements displaying in optical coding and optical recognition

D. Y. Molodtsov, V. V. Krasnov, P. A. Cheremkhin, V. G. Rodin
National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

Experimental results of using of micro-mirror modulators as display devices for holographic and diffractive optical elements are presented. The possibility of utilizing of micromirror modulator in of problems of optical coding and optical recognition are described.

Keywords: Micromirror modulator, Synthesized hologram, Correlation analysis, Optical coding.

IV. Голограммные и
дифракционные
оптические элементы:
методы компьютерного
синтеза,
метаматериалы,
плазмонные структуры
и технологии
изготовления

43. Гиперспектральная голография гистологических срезов

С. Г. Каленков¹, Г. С. Каленков², Г. А. Меерович³

¹ НТЦ «Оптоэлектроника» Московского политехнического университета, Москва, Россия

² ООО «Микрохоло», Москва, Россия

³ Институт общей физики имени А. М. Прохорова Российской академии наук, Москва, Россия

Рассмотрен спектральный анализ биологических образцов при иммуногистохимическом, гистологическом, цитологическом, патоморфологическом исследованиями тканей и клеток методом гиперспектральной голографической микроскопии.

Ключевые слова: Оптика, Гиперспектральная голография, Спектральный анализ гистологических срезов.

Цитирование: Каленков, С. Г. Гиперспектральная голография гистологических срезов / С. Г. Каленков, Г. С. Каленков, Г. А. Меерович // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 185–186.

Как правило, толщина этих образцов составляет от 10 до 40 мкм, образцы (срезы, мазки, посаженные на стекло клетки) достаточно неоднородны (интересующие объекты — атипичные клетки, как правило, расположены неоднородно в монослое с плотностью упаковки менее 10 %). Атипичные клетки отличаются от нормальных измененной формой, размерами, расположением органелл в клетке, что может влиять на поглощение и, особенно, рассеяние, но это локальное влияние значительно ниже других флуктуационных факторов. Поэтому такие объекты обнаруживают либо опытные специалисты экспертным путем, либо с использованием окрашивающих, либо флуоресцирующих маркеров, обладающих тропностью к атипичным клеткам. Однако использование маркеров требует специальной технологической подготовки. Как правило, использование одного маркера препятствует применению другого маркера, поэтому использование для многофакторных исследований набора из нескольких узкоспецифичных маркеров может быть технологически

проблемным. Кроме того, спектры поглощения различных маркеров видимого диапазона могут перекрываться, а учитывая неоднородность изучаемого поля одновременно и по спектру, и по интенсивности, а также ограниченное спектральное разрешение оптических элементов микроскопов (поглощающих или дихроичных интерференционных фильтров), проведение таких исследований на высоком уровне является в настоящее время проблемой.

Подобные же проблемы встают и при использовании нового метода современной клеточной биологии — использовании клеточных моделей, трансфицированных цветными белками. Трансфицированные клетки должны иметь такие же клеточные свойства и иммунофенотип, как и нетрансфицированная клеточная линия, которую они моделируют, и отличаются присутствием в клетке цветного белка, имеющего характеристические полосы поглощения и флуоресценции. Считается, что по интенсивности флуоресценции можно оценить количество атипичных клеток в данной

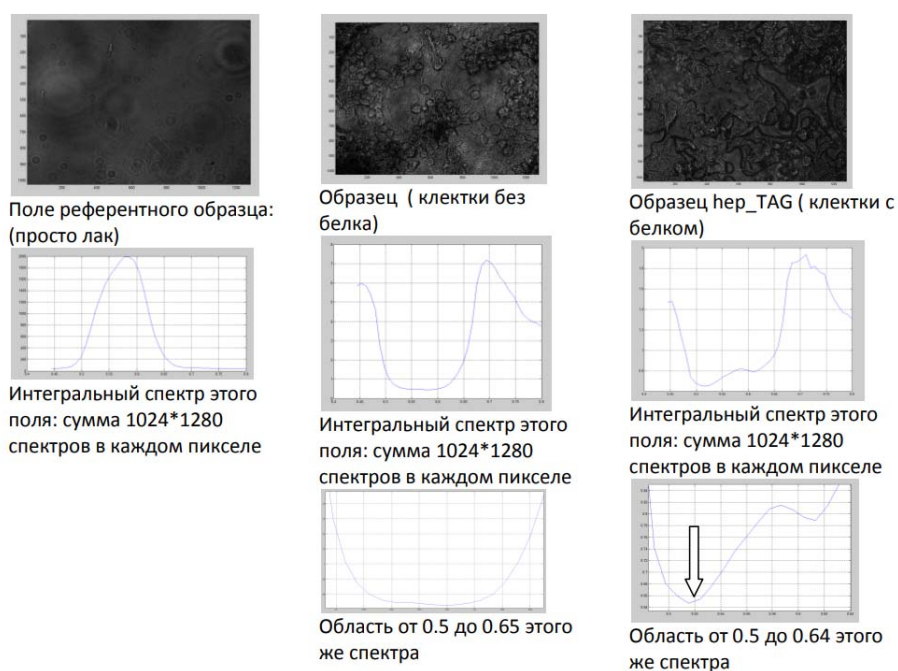


Рис. 1. Образец

зоне образца, а применительно к биологическим тканям тканям-развитие патологического (например, опухолевого процесса) [1]. Однако полосы поглощения и флуоресценции стабильны только для «зрелых» белков в ограниченном диапазоне концентраций и незафиксированных клетках. Поскольку реальные образцы могут не удовлетворять всем этим требованиям, очень важно иметь возможность контролировать не только флуоресценцию, но и поглощения образца с трансфицированными клетками на микроуровне. Понятно, что для изучения таких микрообразцов стандартные спектрофотометрические методы неприемлемы, и предложенный нами метод гиперспектральной голографической микроскопии [2, 3] мог бы быть очень полезным для таких исследований. Для исследования возможности такого применения предлагаемого метода изучались клетки эпидермоидной карциномы гортани человека Her2 в виде монослоя на покровном стекле и клетки соответствующей ей флуоресцирующей линии HerTagRFP, трансфицированной красным флуоресцентным белком TagRFP. В контрольном канале устройства было установлено покровное стекло, в рабочем канале поочередно устанавливались покровные стекла с нетрансфицированными клетками Her2, трансфицированными клетками HerTagRFP и покровное стекло, на которое была нанесена капля белка TagRFP, разбавленного до концентрации 5 мг/мл. Наблюдение в «неспектральном» режиме (режиме

стандартного микроскопа) не обнаруживает разницы между клетками трансфицированной и нетрансфицированных линий. Однако в режиме гиперспектрального анализа спектры поглощения в спектральном диапазоне 600–650 нм отличаются. Приведем в качестве примера один образец, представленный на рис. 1.

Разделив спектр пропускания клеток нетрансфицированной линии на спектр пропускания клеток трансфицированной линии, получаем выраженный пик поглощения со спектральным максимумом около 525 нм и полушириной около 25 нм. Аналогичную форму спектра можно получить, установив в рабочем канале покровное стекло с каплей белка TagRFP. Это позволяет сделать вывод о том, что в гиперспектральном режиме мы в спектрах поглощения клеток трансфицированной линии HerTagRFP наблюдаем узкую полосу поглощения белка TagRFP.

Заключение

Проведена серия экспериментов по регистрации пространственно-спектральных характеристик клеток трансфицированных красным флуоресцентным белком TagRFP. Разработан, собран и протестирован макет гиперспектрального голографического микроскопа, предназначенного для исследования таких объектов. Исследована пространственно-спектральная разрешающая способность метода.

Список источников

- [1] Savitsky, A. P. Three-dimensional in vivo imaging of tumors expressing red fluorescent proteins / V. V. Zherdeva, L. R. Arslanbaeva, O. S. Burova, D. V. Sokolova, E. M. Treshchalina, A. Y. Baryshnikov, I. I. Fiks, A. G. Orlova, M. S. Kleshnin, I. V. Turchin, A. M. Sergeev // *Methods Mol. Biol.*, Chapter 7. — 2012. — P. 97–114.
- [2] Каленков, Г. С. Гиперспектральная голографическая Фурье-микроскопия / С. Г. Каленков, А. Е. Штанько // *Квантовая электроника*. — 2015. — Том 45. — № 4. — С. 333–338.
- [3] Kalenkov, S. G. Spectrally-spatial Fourier-holography / G. S. Kalenkov, A. E. Shtanko // *Optics Express*. — 2017. — Vol. 21. — № 21. — P. 24985–24990.

Hyperspectral holography of histological sections

S. G. Kalenkov, G. S. Kalenkov, G. A. Meerovich

¹ Moscow Polytechnic University, Moscow, Russia

² Microholo Ltd., Moscow, Russia

³ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences

The absorption properties of biological samples associated with immunohistochemical, histological, cytological, pathomorphological studies of tissues and cells by hyperspectral holographic microscopy are investigated.

Keywords: Optics, Hyperspectral holography, Spectral analysis of histological sections.

44. Отечественная дифракционная оптика в зеркале конференций HOLOEXPO 2004–2017

Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, С. А. Степанов

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства, Пенза, Россия

Показано, что дифракционная оптика была широко представлена на всех четырнадцати прошедших конференциях HOLOEXPO. Причем пленарные и секционные доклады охватывали практически все, оказавшиеся впоследствии наиболее перспективными, направления развития этой оптики. Значительное внимание конференции уделяли решению актуальных научно-технических проблем с помощью голограммных и дифракционных элементов.

Ключевые слова: Международная конференция HOLOEXPO, Дифракционная оптика, Голограммные и дифракционные оптические элементы.

Цитирование: Грейсух, Г. И. Отечественная дифракционная оптика в зеркале конференций HOLOEXPO 2004–2017 / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, С. А. Степанов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 187–190.

Анализируя и сопоставляя программы четырнадцати прошедших конференция легко видеть, что дифракционная оптика была широко представлена в каждой из них специальной секцией, а наиболее значимые доклады, представлявшие интерес для широкого круга участников, выносились на пленарные заседания. Уже на первых конференциях 2004–2007 годов спектр пленарных и секционных докладов охватывал практически все, оказавшиеся впоследствии наиболее перспективными, направления развития дифракционной оптики. Были представлены принципиальные подходы к решению актуальных научно-технических проблем с помощью голограммных и дифракционных элементов, и при этом особое внимание уделялось технологическим вопросам. Вот лишь небольшая выборка из программ первых четырех конференций, ярко демонстрирующая вышеизложенное:

- «Возрастающая роль голографических компонентов в высокотехнологичной продукции бытовой электроники» [1];
- «Волноводная голография и ее применения» [2];
- «Голограммный оптический элемент для коллиматорного прицела стрелкового оружия» [3];
- «Особенности дифракционного интерферометра для контроля сферических и асферических поверхностей» [4];
- «Исследование бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз» [5];
- «Улучшение характеристик волоконно-оптических датчиков на основе селекции поперечных мод с помощью ДОЭ» [6];
- «Дифракционные оптические элементы для оптического манипулирования микрочастицами» [7];
- «Дифракционные элементы в оптических системах современной оптоэлектроники» [8];
- «Лазерные технологии в дифракционной оптике» [9];
- «Методы изготовления и контроля дифракционных оптических элементов» [10].

Последующие конференции отражали развитие и успехи практически во всех заявленных направлениях. Причем и пути развития, и решения наиболее острых проблем зачастую определялись в ходе дискуссий непосредственно на заседаниях и, конечно, в кулуарах, куда дискуссии переносились после завершения заседаний. Неоднократно на последующие конференции выносились доклады, отвечавшие на принципиальные вопросы предыдущих дискуссий. К ним относятся, в частности, доклады посвященные:

- предотвращению гало в изображающих рефракционно-дифракционных оптических системах [11–13];
- сопоставительному анализу различных технологий получения прецизионного микрорельефа [14–18];
- преимуществам и недостаткам «гармонических», работающих в высоких порядках дифракции, киноформов [19];
- разрешению и чувствительности в цифровых голографии и голографической интерферометрии [20–23].

Значительное место в программах HOLOEXPO уделялось докладам, посвященным использованию голограммных и дифракционных элементов для коррекции аберраций оптических систем, рабочий спектральный диапазон которых мог лежать в ИК, видимой, УФ или даже рентгеновской области электромагнитного излучения [24–28]. Не осталось без внимания и использование голограммных и дифракционных элементов для юстировки неосевых оптических систем [29].

Естественно, что мимо внимания участников нашей ежегодной конференции не проходили все новейшие достижения в области дифракционной оптики, находившие отражение в мировой периодической литературе и в трудах зарубежных конференций.

Однако особый интерес участников HOLOEXPO вызывали доклады, посвященные внедрению, т. е. практическому использованию идей, методов и устройств, обсуждавшийся на предыдущих конферен-

циях. Здесь в первом ряду, конечно, доклады А. Г. Полещука, посвященные интерферометрическому контролю крупногабаритной асферической оптики и, в частности, главных зеркал телескопов БТА и «Хаббл» с помощью дифракционных эталонов, изготовленных в ИАиЭМ СО РАН [30]. Спектральные приборы с голограммными и нарезными диспергирующими элементами от НПО «ГИПО» [31] и КНИТУ-КАИ [32] и экспериментальные работы по манипулированию микрообъектами с помощью световых полей, формируемых специальными дифракционными элементами, проведенные в ИСОИ РАН [33] также вызывали значительный интерес. И, конечно, результаты исследования и демонстрация готовящегося к серийному выпуску образца голографического прицела ГОИ им. С. И. Вавилова [34]. Наконец, на последней из обозреваемых

конференций — HOLOEXPO 2017 — особое внимание было уделено технологическому уровню в области формирования структур дифракционных элементов [35, 36].

Одним докладом трудно охватить весь спектр проблем дифракционной оптики, который освещался конференциями HOLOEXPO на протяжении четырнадцати лет. Однако уже и материал, вошедший в настоящий доклад, наглядно демонстрирует ту трудно переоценимую роль, которую играет наша ежегодная конференция в развитии направления в целом и в привлечении к решению актуальных научных и технических проблем молодых специалистов. Здесь проходят апробацию не только самые оригинальные и зачастую спорные идеи, но и сами творцы этих идей, что позволяет смотреть на будущее дифракционной оптики в России с определенным оптимизмом.

Список источников

- [1] **Голубков, Ю. Б.** Возрастающая роль голографических компонентов в высокотехнологичной продукции бытовой электроники / Ю. Б. Голубков, В. А. Иванов // Первый международный форум «Голография ЭКСПО-2004». — М.: ЗАО «ВДНХ-ЭКСПО», 2004. — С. 54.
- [2] **Путилин, А. Н.** Волноводная голография и ее применения / А. Н. Путилин, И. В. Густомясов // Первый международный форум «Голография ЭКСПО-2004». — М.: ЗАО «ВДНХ-ЭКСПО», 2004. — С. 64.
- [3] **Дубынин, С. Е.** Голограммный оптический элемент для коллиматорного прицела стрелкового оружия / С. Е. Дубынин, Д. С. Лушников, С. Б. Одинок, А. Ф. Ширанков // Первый международный форум «Голография ЭКСПО-2004». — М.: ЗАО «ВДНХ-ЭКСПО», 2004. — С. 53–54.
- [4] **Коронкевич, В. П.** Особенности дифракционного интерферометра для контроля сферических и асферических поверхностей / Г. А. Ленкова, А. И. Лохматов, А. Е. Маточкин // Сборник трудов 4-го Международного форума «Голография Экспо-2007». — М.: ООО «Голография-сервис», 2007. — С. 96–99.
- [5] **Коронкевич, В. П.** Исследование бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз / В. П. Коронкевич, Г. А. Ленкова, В. П. Корольков, И. А. Исаков // Сборник трудов 3-го Международного форума «Голография Экспо-2006» — М.: ООО «Голография-сервис», 2006. — С. 67.
- [6] **Карпеев, С. В.** Улучшение характеристик волоконно-оптических датчиков на основе селекции поперечных мод с помощью ДОЭ / С. В. Карпеев // Сборник трудов 4-го Международного форума «Голография Экспо-2007». — М.: ООО «Голография-сервис», 2007. — С. 60–61.
- [7] **Сойфер, В. А.** Дифракционные оптические элементы для оптического манипулирования микрочастицами / В. А. Сойфер, В. В. Котляр, С. Н. Хонина, Р. В. Скиданов // Сборник трудов 4-го Международного форума «Голография Экспо-2007» — М.: ООО «Голография-сервис», 2007. — С. 62–63.
- [8] **Грейсух, Г. И.** Дифракционные элементы в оптических системах современной оптоэлектроники / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. А. Степанов // Сборник трудов 4-го Международного форума «Голография Экспо-2007». — М.: ООО «Голография-сервис», 2007. — С. 19–22.
- [9] **Полещук, А. Г.** Лазерные технологии в дифракционной оптике / А. Г. Полещук, В. П. Корольков, В. П. Коронкевич // Второй международный форум «Голография ЭКСПО-2005». — М.: ЗАО «ВДНХ-ЭКСПО», 2004. — С. 63–64.
- [10] **Полещук, А. Г.** Методы изготовления и контроля дифракционных оптических элементов / А. Г. Полещук, В. П. Корольков // Сборник трудов 4-го Международного форума «Голография Экспо-2007» — М.: ООО «Голография-сервис», 2006. — С. 11–14.
- [11] **Грейсух, Г. И.** Влияние побочных дифракционных порядков ДОЭ на качество изображения гибридной оптической системы / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, З. А. Сидякина, С. А. Степанов // Сборник трудов II-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — М.: ООО «МНГС», 2014. — С. 64–78.
- [12] **Грейсух, Г. И.** Дифракционная эффективность и качество изображения, формируемого рефракционно-дифракционной оптической системой / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, С. А. Степанов // Сборник трудов I2-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — Казань: КНИТУ-КАИ, 2015. — С. 63–67.
- [13] **Грейсух, Г. И.** Однослойные дифракционные элементы для фото- и видеокамер мобильных устройств / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, С. А. Степанов // Сборник трудов I4-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — М.: МГТУ, 2017. — С. 101–104.
- [14] **Ган, М. А.** Проблемы и перспективы синтеза ГОЭ с помощью алмазного наноточения // Сборник трудов 7-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2010». — М.: ООО «Голография-сервис», 2010. — С. 23.
- [15] **Полещук, А. Г.** Прецизионный лазерный технологический комплекс для производства шкал, сеток, фотошаблонов и синтезированных голограмм на основе лазерной трехмерной микро и нанообработки / А. Г. Полещук, В. П. Корольков, В. П. Бессмельцев, Ю. Н. Никоноров, А. Л. Карван, А. Г. Верхогляд // Сборник трудов I2-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — Казань: КНИТУ-КАИ, 2015. — С. 38–42.

- [16] **Лукин, А. В.** Осевые синтезированные голограммы — основа прецизионных лазерно-голографических методов и средств контроля для оптической технологии / А. В. Лукин, В. А. Балоев, Н. П. Ларионов, А. Н. Мельников // Сборник трудов 12-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — Казань: КНИТУ-КАИ, 2015. — С. 43–45.
- [17] **Миронников, Н. Г.** Сравнение характеристик гибридных фотополимерных материалов «Гибример-Татс» и «ORMOCOMР», предназначенных для прямой лазерной записи / Н. Г. Миронников, В. П. Корольков, Д. И. Деревянко, В. В. Шекловников, А. Г. Полещук // Сборник трудов 13-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2016». — М.: МГТУ, 2016. — С. 161–165.
- [18] **Лукин, А. В.** Круговая делительная техника АО «НПО «ГИПО»: современное состояние, проблемы и перспективы / А. В. Лукин, А. Н. Мельников, Ю. П. Чугунов, А. П. Демин, Ю. Е. Семенов // Сборник трудов 13-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2016». — М.: МГТУ, 2016. — С. 49–51.
- [19] **Скиданов, Р. В.** Составные объективы из квазидифракционных линз / Р. В. Скиданов, Н. Л. Казанский, А. А. Морозов, С. Н. Хонина, С. Г. Волотовский // Сборник трудов 13-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2016». — М.: МГТУ, 2016. — С. 39–43.
- [20] **Корешев, С. Н.** Проблемы синтеза голограмм-проекторов для фотолитографии / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, А. Д. Громов, И. Н. Корепин // Сборник трудов 9-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2012». — М.: МГТУ, 2012. — С. 17.
- [21] **Корешев, С. Н.** Методы увеличения разрешающей способности и глубины резкости синтезированных голограмм-проекторов / С. Н. Корешев, О. В. Никаноров, М. А. Фролова, Я. А. Новицкая // Сборник трудов 13-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2016». — М.: МГТУ, 2016. — С. 55–59.
- [22] **Венедиктов, В. Ю.** Применение цифровой голографии в голографической интерферометрии / В. Ю. Венедиктов, Д. В. Венедиктов, С. А. Пулькин, А. А. Севрюгин, И. М. Турсунов // Сборник трудов 13-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2016». — М.: МГТУ, 2016. — С. 52–54.
- [23] **Грейсух, Г. И.** Матричные фотоприемники в цифровой голографии и голографической интерферометрии / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, С. А. Степанов // Сборник трудов 14-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2017». — М.: МГТУ, 2017. — С. 49–51.
- [24] **Ган, М. А.** Голографическая коррекция aberrаций. История и современное развитие // Сборник трудов 5-й Международной конференции «ГОЛОГРАФИЯ ЭКСПО-2008». — М.: ООО «Голография-сервис», 2008. — С. 20.
- [25] **Грейсух, Г. И.** Дифракционные оптические элементы для апохроматизации и суперхроматизации оптических систем / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, С. А. Степанов // Сборник трудов 7-ой международной научно-практической конференции «Голография. Наука и практика». — М.: ООО «ГОЛОГРАФИЯ-СЕРВИС», 2010. — С. 69–74.
- [26] **Грейсух, Г. И.** Компактные пластиковые вариообъективы с дифракционными элементами / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, А. В. Калашников, И. А. Левин, С. А. Степанов // Сборник трудов 9-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2012». — М.: МГТУ, 2012. — С. 50–54.
- [27] **Грейсух, Г. И.** Дифракционно-рефракционные объективы для вакуумной ультрафиолетовой литографии / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, И. А. Левин, С. А. Степанов // Сборник трудов 8-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2011» — Беларусь, Минск: Институт физики НАН Беларуси, 2011. — С. 326–330.
- [28] **Грейсух, Г. И.** Дифракционная и дифракционно-рефракционная оптика фокусировки рентгеновского ондуляторного и лазерного излучения / Г. И. Грейсух, Е. Г. Ежов, С. В. Казин, С. А. Степанов // Сборник трудов 8-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2011». — Беларусь, Минск: Институт физики НАН Беларуси, 2011. — С. 344–348.
- [29] **Сеник, Б. Н.** Перспективы применения голограммных элементов для юстировки неосевых оптических систем / Б. Н. Сеник, Ю. П. Дорошина, С. Б. Одинокоев // Сборник трудов 13-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2016». — М.: МГТУ, 2016. — С. 24–27.
- [30] **Полещук, А. Г.** Интерферометрические методы контроля сферической, асферической и нетипичной оптики с применением синтезированных голограмм / А. Г. Полещук, Р. К. Насыров // Сборник трудов 13-й Международной конференции «ГОЛОЭКСПО-2016». — М.: МГТУ, 2016. — С. 44–48.
- [31] **Белокопытов, А. А.** Светосильные вогнутые голограммные дифракционные решетки с плоским полем для малогабаритных спектрометров / А. А. Белокопытов, А. В. Лукин, Л. А. Максакова, Э. Р. Муслимов, Ф. А. Саттаров, Н. М. Шигапова // Сборник трудов 12-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — Казань: КНИТУ-КАИ, 2015. — С. 127–129.
- [32] **Павлычева, Н. К.** Малогабаритные спектроанализаторы с голограммными дифракционными решетками // Сборник трудов 12-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — Казань: КНИТУ-КАИ, 2015. — С. 119–122.
- [33] **Скиданов, Р. В.** Дифракционные оптические элементы для регулируемого вращения микрообъектов / Р. В. Скиданов, С. В. Ганчевская // Сборник трудов 12-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — Казань: КНИТУ-КАИ, 2015. — С. 179–182.
- [34] **Шевцов, М. К.** Исследование опытных образцов голографического прицела по схеме ГОИ / М. К. Шевцов, С. Н. Корешев // Сборник трудов 12-й Международной конференции «Голография. Наука и практика». — Казань: КНИТУ-КАИ, 2015. — С. 130.
- [35] **Иванов, В. П.** Роль лазерно-голографических технологий в становлении и развитии основных наукоёмких научно-технических направлений в ГИПО (к 60-летию юбилею ГИПО) / В. П. Иванов, А. В. Лукин, А. И. Любимов, А. Н. Мельников, С. О. Мирумьянц, А. Р. Насыров, Ф. А. Саттаров, А. Ф. Скочилов // Тезисы докладов XIV международной конференции HOLOEXPO 2017. — М.: МГТУ, ООО МНГС, 2017. — С. 35–37.

- [36] **Полещук, А. Г.** Лазерные технологии для формирования структуры дифракционных оптических элементов / А. Г. Полещук, В. П. Вейко, В. П. Корольков // Тезисы докладов XIV международной конференции HOLOEXPO 2017. — М.: МГТУ, ООО МНГС, 2017. — С. 35–37.

Native diffractive optics in the mirror of the HOLOEXPO 2004–2017

G. I. Greisukh, E. G. Ezov, S. V. Kazin, S. A. Stepanov

Penza State University of Architecture and Civil Engineering, Penza, Russia

It is shown that diffractive optics was widely represented in all fourteen past HOLOEXPO conferences. At the same time, plenary and sectional reports covered practically all the directions of development of this optics, which later turned out to be the most promising ones. Considerable attention was paid to the solution of urgent scientific and technical problems with the help of hologram and diffraction elements.

Keywords: HOLOEXPO international conference, Diffractive optics, Hologram and diffractive optical elements.

45. Методы характеристики метал/оксидных решеток, формируемых методами прямой лазерной записи

В. П. Корольков, Д. А. Белоусов, А. В. Достовалов, С. Л. Микерин, В. Н. Хомутов

Институт автоматизации и электротехники Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

Задача исследования формирования метал/оксидных решеток возникает как при исследовании термохимических лазерно-индуцированных периодических поверхностных структур (ТЛИППС), так и при исследовании периодических структур, записанных методом односточной прямой лазерной записи. Сформированные структуры могут представлять собой оксидные дорожки, выращенные за счет теплового воздействия лазерного излучения на металлической пленке, либо дорожки оксида между металлическими дорожками. Характеризация структуры может производиться с помощью электронной и оптической микроскопии, фотоэлектрических измерений и дифрактометрии. Работа посвящена обсуждению конфигурации измерительных схем и обработке изображений периодических и квазипериодических структур с целью получения количественных параметров, характеризующих их упорядоченность.

Ключевые слова: Метал/оксидные решетки, Лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры, ТЛИППС, Тонкие пленки металлов, Характеризация периодических структур.

Цитирование: Корольков, В. П. Методы характеристики метал/оксидных решеток, формируемых методами прямой лазерной записи / В. П. Корольков, Д. А. Белоусов, А. В. Достовалов, С. Л. Микерин, В. Н. Хомутов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 191–196.

Введение

Лазерные методы записи периодических решеток на тонких пленках металлов интенсивно исследуются как для оптических применений, так и задач изменения топографии и физических свойств поверхности (например, смачиваемости). Наиболее распространёнными методами записи являются сканирующая одно- или многоточечная запись сфокусированным лазерным пучком [1, 2]; интерференционно-голографический метод [3, 4]. Термохимические лазерно-индуцированные периодические поверхностные структуры (ТЛИППС) формируются в виде оксидных дорожек на поверхности металлических пленок под действием фс лазерного излучения [5]. В отличие от хорошо изученных абляционных ЛИППС, которые имеют ориентацию перпендикулярно поляризации падающего лазерного излучения и образуются за счет процесса абляции материала, ТЛИППС ориентированы параллельно поляризации падающего излучения. Формирование ТЛИППС сопровождается ростом рельефа в области формирования оксида металла. Кроме того, ТЛИППС имеют более упорядоченную структуру, что открывает новые

возможности для разработки технологий экономически эффективного нанесения решеток без необходимости острой фокусировки лазерного излучения.

В настоящей работе рассмотрены методы характеристики метал/оксидных решеток на основе обработки изображений и дифрактометрии. Данные методы оказались удобными и для исследования решеток, формируемых одно- и многоточечными методами сканирующей лазерной записи с пошаговым перемещением между сканами. Результатом исследования также является параметр упорядоченности решеток, характеризующий как точность системы двухкоординатного сканирования, так и специфические особенности регистрирующей среды и метода формирования топологии решетки.

Формирование ТЛИППС. Эксперименты по созданию ТЛИППС на поверхности пленок хрома выполнялись на установке прецизионной фемтосекундной модификации материалов, использующей излучение **Ошибка! Источник ссылки не найден.Ошибка! Источник ссылки не найден.** фемтосекундного лазера Light Conversion PHAROS 6W (длина волны 1026 нм, частота повторения импульсов в экспериментах — 200 кГц, длительность импульса на полувысоте 232 фс). Излучение лазера фокусировалось в пятно

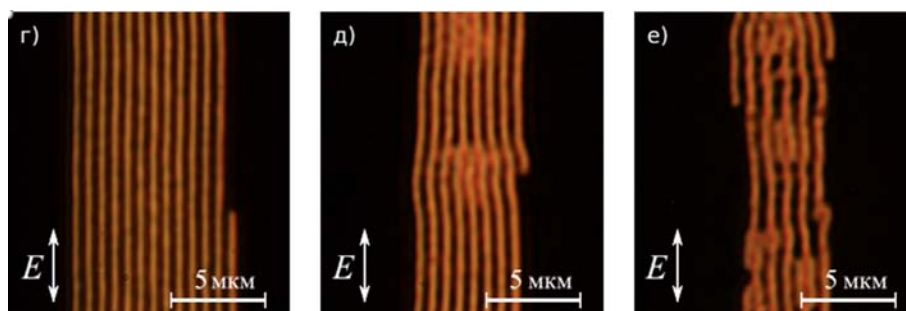


Рис. 1. Изображения ТЛИППС, сформированных на 40 нм пленке хрома при $E = 110$ нДж, $V = 1$ мкм/с (а), 16 мкм/с (б) и 45 мкм/с (в)

диаметром 8–17 мкм. Перемещение образца производилось с помощью системы высокоточных координатных столов Aerotech ABL1000. Направление поляризации во время записи изменялось поворотом пластинки $\lambda/2$. Энергия импульсов изменялась в диапазоне 30–120 нДж. Скорость перемещения образцов в экспериментах составила 1–100 мкм/с, СЭМ изображения ТЛИПСС были получены с помощью СЭМ Hitachi TM3000.

На рис. 1 представлены изображения сформированных ТЛИПСС на пленке хрома, полученные с помощью оптического микроскопа (рис. 1а, 1б, 1в). Измеренный период ТЛИПСС увеличивается с 690 нм при $V = 1$ мкм/с до 720 нм при $V = 16$ мкм/с и достигает 860 нм при $V = 45$ мкм/с. Упорядоченность структуры уменьшается при больших скоростях сканирования. Области ТЛИПСС со сквозным окислением прозрачны для видимого света, поэтому они наблюдаются в проходящем свете на оптическом микроскопе.

Формирование периодических структур методом прямой лазерной записи

Для проведения экспериментов по прямой лазерной безрезистивной записи на металлических пленках использовалась круговая лазерная записывающая система (КЛЗС), разработанная в ИАиЭ СО РАН [6]. Она состоит из следующих основных частей: узла вращения, узла радиального перемещения; непрерывного DPSS лазера (532 нм); системы модуляции лазерного пучка с двумя акустооптическими модуляторами; узла автоматической фокусировки; управляющего компьютера с платой генератора изображений. Скорость сканирования в экспериментах изменялась в пределах 100–500 мм/с. Для исследования методов повышения пространственного разрешения лазерной нанолитографии также разработан экспериментальный стенд с УФ диодным лазером с длиной волны 405 нм и XY системой двухкоординатного сканирования. Фотография стенда показана на рис. 2. Кроме записи тестовых решеток с субмикронным периодом на этом стенде необ-



Рис. 2. Стенд для исследований по лазерной нанолитографии

ходимо реализовать предварительное исследование тестовых решеток с субмикронным периодом с помощью фотоэлектрических методов.

Фотоэлектрический контроль параметров записи непосредственно на записывающей установке. При прямой лазерной записи сканирующим сфокусированным лазерным пучком на металлических пленках методом сквозного окисления, локальный коэффициент пропускания облученной пленки зависит от мощности записывающего пучка и скорости сканирования пучка. В связи с этим, предварительно, перед записью конечного дифракционного элемента записываются тестовые структуры при различных параметрах. Измерение зависимости пропускания от мощности пучка и скорости сканирования в области тестовых структур позволяет подобрать оптимальные режимы записи.

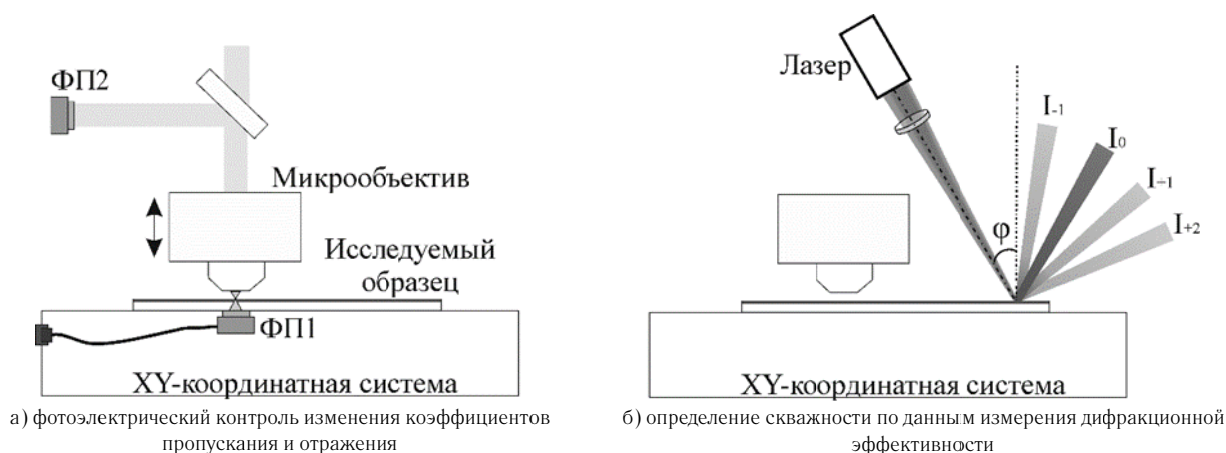


Рис. 3. Схема контроля параметров структур непосредственно на записывающей установке

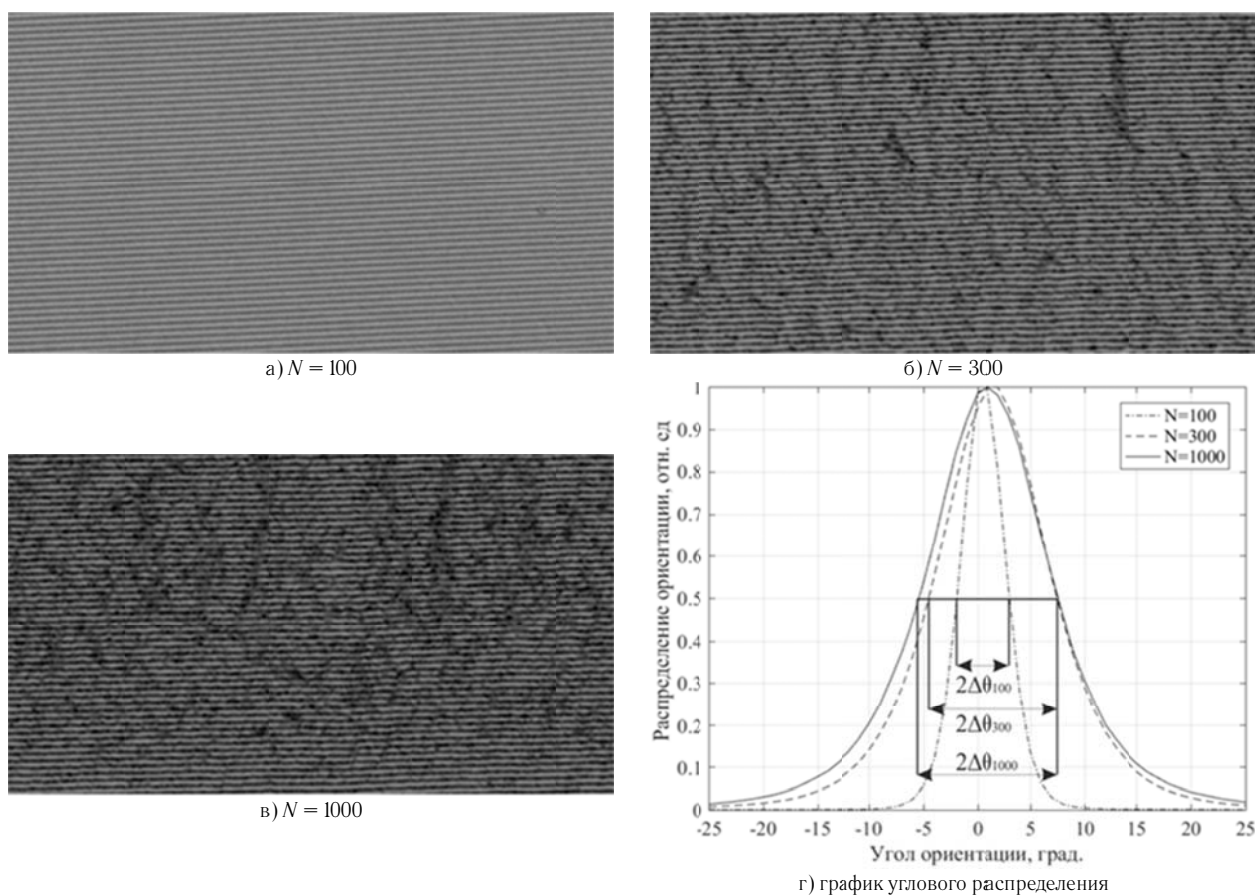


Рис. 4. Фрагменты записанных ЛИППС для разных количеств импульсов (N) и результат их обработки

Наиболее эффективным является осуществление измерений непосредственно на записывающей установке без необходимости снимать образец для осуществления измерений между записью тестов и конечного элемента. Для этого в записывающую систему встраивается фотоприёмник (ФП1 на рис. 3а), закреплённый под образцом. В идеале он должен перемещаться под образцом, оставаясь на оптической оси объектива. Но поскольку это достаточно сложно реализовать внутри двухкоординатного стола, перемещающего образец, то проще применить фотоприёмник с большой площадью фотодиода, на который будет попадать свет с достаточно большой площади образца, достаточной для тестирования. Необходимо также обеспечить возможность вывода фотоприёмника за пределы зоны записи либо его закрытия непрозрачным экраном чтобы избежать выхода его из строя под воздействием лазерного излучения, мощность которого при записи может достигать 100 мВт и более. Для реализации тестирования в нескольких зонах образца удобно сделать несколько фиксированных положений фотоприёмника — одно в необлучаемой зоне и несколько в зоне записи. После измерения тестовых структур, мощность пучка уменьшается до значений, не влияющих на параметры пропускания металлической плёнки, а фотоприёмник устанавливается на оптической оси записывающего пучка в области одного из тестируемых участков. Перемеще-

ние объектива по вертикали, позволяет выбирать размер пробного пучка на поверхности исследуемого элемента. Измерение сигнала с фотоприёмника ФП1 позволяет сопоставить пропускание в области тестовых структур и в области, не обработанной лазерным излучением, а также с пропусканием опорного стеклянного образца, используемого для нормировки. Кроме того, встроенный в XY-координатную систему фотоприёмник может быть использован для измерения размеров записывающего пучка методом ножа Фуко.

В процессе записи отражающих метал/оксидных решеток в случае несквозного окисления и, соответственно, отсутствия высокого пропускания для пробного лазерного пучка, изменение коэффициента отражения в области тестовых структур дает полезную информацию о динамике процесса. Для его измерения можно использовать фотоприёмник ФП2 рис. 3а, установленный в оптическом канале. Его преимуществом является возможность использования фотодиода с малой площадью (необходимо добавить в схему линзу для фокусировки) и высоким быстродействием, полезным для изучения динамики процесса окисления.

Описанные выше фотоэлектрические методы контроля изменения коэффициентов пропускания и отражения не позволяют оценить ширину оксидной дорожки, образованной в тонкой металлической плёнке под воздействием мощного лазерного излучения. Для

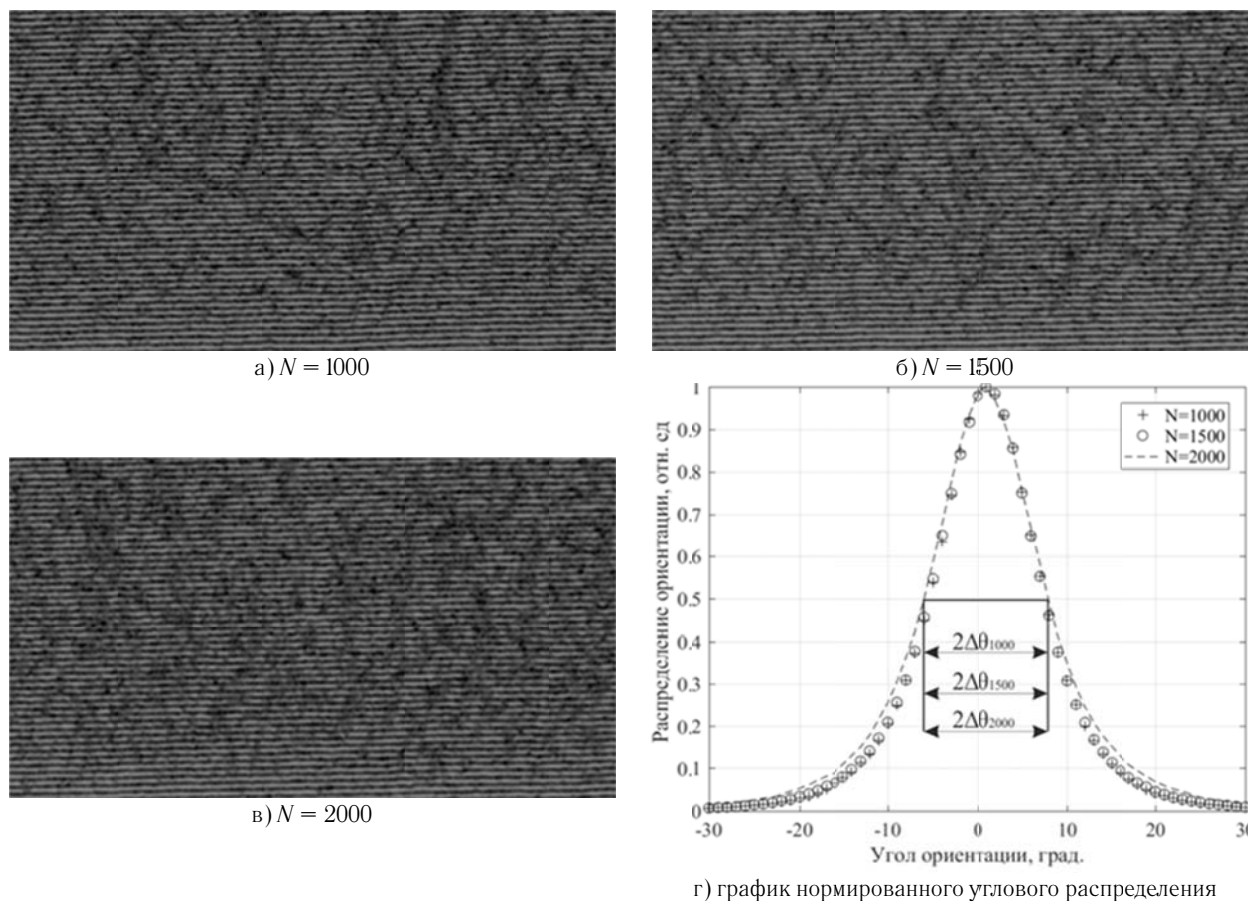


Рис. 5. Фрагменты записанных ЛИППС для разных количеств импульсов (N) и результат их обработки

решения этой проблемы, можно применить дифракционный метод контроля, используя дополнительный пробный лазерный пучок слабой интенсивности направленный под углом φ к исследуемому элементу (рис. 3б). Для этого на исследуемом образце записываются две тестовые области: первая представляет собой область, размер которой в несколько раз превышающую размер пробного лазерного пучка, а вся её площадь равномерно экспонирована сфокусированным записывающим лазерным пучком при выбранных параметрах записи; во второй области формируется тестовая периодическая структура, записанная с теми же параметрами записи. Измерение отражённого от первой области излучения позволяет измерить коэффициент отражения от обработанного записывающим пучком материала, а измерение ДЭ всех (или достаточного числа) дифракционных порядков от тестовой структуры с известным периодом, позволяет по полученным данным оценить скважность сформированной решётки, определив тем самым ширину записанной канавки при выбранных параметрах записи и известном периоде.

Обработка изображений периодических структур. Период и скважность решетки можно с высокой точностью оценить дифракционным методом контроля, пропуская через нее лазерный пучок и измеряя параметры дифракционной картины в широком угловом диапазоне для всех видимых порядков дифракции [7]. Однако для более детального анализа качества запи-

санных ЛИППС необходимо обрабатывать изображения, полученные с помощью оптической, сканирующей электронной или атомно-силовой микроскопии. Одной из проблем оценки качества по полученным изображениям является то, что при регистрации изображения достаточно большой площади, для того, чтобы оценить такие параметры решетки как прямолинейность и сонаправленность, приходится обрабатывать изображения на которых период записанной дорожки ограничена размером в несколько пикселей на изображении, что осложняет процесс прямой обработки. В связи с этим актуальным является вопрос разработки критерия качества записанных структур, достаточного простого в использовании и позволяющего анализировать изображения достаточной большой площади записанных ЛИППС.

Для оценки прямолинейности полученных ЛИППС в поле большой площади, авторами работы [8] был предложен критерий DLOA (dispersion in the LIPSS orientation angle) $\Delta\theta$. Параметр $\Delta\theta$ сопоставим с угловым размытием (angular opening) при двумерном преобразовании Фурье. Однако для более точного определения параметра $\Delta\theta$ предлагается использовать свобододоступный плагин OrientationJ [9], написанный для программного обеспечения с открытым исходным кодом ImageJ [10], который позволяет на основе тензорного анализа [11] определить угловую ориентацию каждого пикселя обрабатываемого изображения.

Данный плагин позволяет построить график зависимости количества пикселей от угла ориентации. Параметр $\Delta\theta$ определяется как полуширина на полувысоте от полученного распределения.

Критерий определения параметра $\Delta\theta$ был использован, для оценки параметров ЛИППС, сформированных на поверхности пленок хрома на установке прецизионной фемтосекундной модификации материалов [6] при постоянной мощности 240 мВт, но с разным количеством импульсов N , приходящихся на каждый участок поверхности: 100, 300 и 1000. Изображения записанных ЛИППС (рис. 4а–4в) были получены на сканирующем электронном микроскопе Hitachi TM3000. Измеренный параметр $\Delta\theta$ для исследуемых структур составил 2° , $5,5^\circ$ и 6° , соответственно (рис. 4г).

Кроме этого, предложенным методом были исследованы ЛИППС, сформированные при постоянной мощности 240 мВт и количестве импульсов N : 1500 и 2000 (рис. 5б и 5в). Для сравнения, на рис. 5а приведён фрагмент структуры ЛИППС для количества импульсов $N = 1000$. Как показано на рис. 5в параметр $\Delta\theta$ для всех полученных структур получился равным и составил 6° . Однако по графику углового распределения (рис. 5в) видно, что нижняя область «купола» полученного углового распределения для значения $N = 2000$ проходит выше, по сравнению со значениями, полученными для структур $N = 1000$ и $N = 1500$. Это вызвано тем, что решетка ЛИППС, записанная при $N = 2000$, имеет больше неоднородностей структуры. Для выражения этого параметра в численном эквиваленте можно просуммировать все значения углового распределения для каждого параметра N и разделить его на количество элементов в массиве. Данная величина составила 0,0864, 0,0873, 0,0957. Таким образом, использование предложенного метода позволяет определять не только прямолинейность, но и сопоставлять однородность полученных ЛИППС.

Проблема определения сонаправленности структур возникает также и при записи периодических метал/оксидных решёток, формируемых прямой однопучковой лазерной записью движущимся сфокусированным пучком. На рис. 6 показано микроизображение решеток, полученное с помощью электронного микроскопа. Три решетки записывались на пленке циркония с пропусканием 4 % при разных уровнях мощности. При записи всех трех решеток пучок двигался в одном и том же направлении сверху вниз (на данном изображении). Мощность пучка уменьшалась от правой решетки к левой. Механизм образования сложных криволинейных структур пока не ясен. Воз-

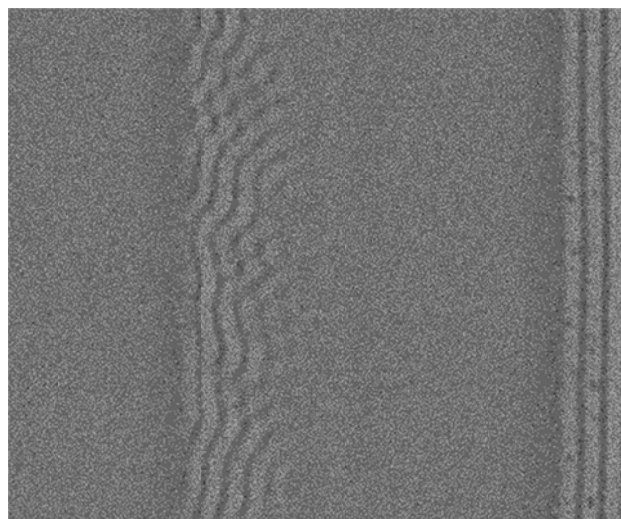


Рис. 6. Периодические структуры, сформированные прямой однопучковой лазерной записью на пленке циркония при разных уровнях мощности

можно, нагрев лазерным пучком запускает формирование оксидных кристаллитов, направление роста которых не совпадает с направлением пучка. Для количественного исследования нарушения упорядоченности таких структур необходим развиваемый метод характеристики угловой направленности решеток.

Заключение

Приведены результаты исследования методов характеристики метал-оксидных периодических решеток, сформированных различными методами прямой записи импульсным и непрерывным лазерным излучением на поверхности металлических пленок, напыленных на стеклянные подложки. Особенностью исследуемых решеток является, то, что дорожки оксида расположены между дорожками металла, а период решеток может быть от нескольких микрометров до долей микрометра. Рассмотрены для характеристики решеток применение сканирующей электронной и оптической микроскопии, фотоэлектрических измерений и дифрактометрии. Показаны возможности компьютерной обработки изображений для определения прямолинейности и сонаправленности решеток.

Работа выполнена с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Высокораешающая спектроскопия газов и конденсированных сред» ИАиЭ СО РАН, Новосибирск [12] при поддержке гранта РФФИ 16-32-60096 (в части формирования ТЛИППС) и РНФ 17-19-01721 (в части методов характеристики решеток и формирования решеток методом сканирующей одноточечной лазерной записи).

Список источников

- [1] Вейко, В. П. Исследование особенностей многоуровневой лазерной термохимической записи дифракционных микроструктур / В. П. Вейко, Д. А. Синёв, Е. А. Шахно, А. Г. Полещук, А. Р. Саметов, А. Г. Седухин // Компьютерная оптика. — 2012. — Том 36. — № 4. — С. 562–571.

- [2] **Коронкевич, В. П.** Лазерная термохимическая технология синтеза дифракционных оптических элементов на пленках хрома / В. П. Коронкевич, А. Г. Полещук, Е. Г. Чуринов, Ю. И. Юрлов // Квантовая электроника. — 1985. — Том 12. — № 4. — С. 755–761.
- [3] **Полещук, А. Г.** Микроструктурирование оптических поверхностей: технология и устройство прямой лазерной записи дифракционных структур / А. Г. Полещук, А. А. Кутанов, В. П. Бессмельцев, В. П. Корольков, Р. В. Шиманский, А. И. Малышев, А. Е. Маточкин, Н. В. Голошевский, К. В. Макаров, В. П. Макаров, И. А. Снимщиков, Н. Сыдык уулу // Автометрия. — 2010. — Том 46. — № 2. — С. 86–96.
- [4] **Veiko, V. P.** Picosecond laser registration of interference pattern by oxidation of thin Cr films / V. P. Veiko, M. V. Yarchuk, R. A. Zakoldaev, M. Gedvilas, G. Raciukaitis, M. O. Kuzivanov, A. V. Baranov // Applied Surface Science. — 2017. — Vol. 404. — P. 63–66.
- [5] **Dostovalov, A. V.** Simultaneous formation of ablative and thermochemical laser-induced periodic surface structures on Ti film at femtosecond irradiation / A. V. Dostovalov, V. P. Korolkov, S. A. Babin // Laser Physics Letters. — 2015. — Vol. 12. — № 3. — 036101.
- [6] **Poleshchuk, A. G.** Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure / A. G. Poleshchuk, E. G. Churinov, V. P. Koronkevich, V. P. Korolkov // Applied Optics. — 1999. — Vol. 38. — № 8. — P. 1295–1301.
- [7] **Белоусов, Д. А.** Устройство для регистрации дифракционной картины синтезированных голограмм в широком угловом диапазоне / Д. А. Белоусов, А. Г. Полещук, В. Н. Хомутов // Автометрия. — 2018. — Том 54. — № 2. — С. 35–42.
- [8] **Gnilitskiy, I.** High-speed manufacturing of highly regular femtosecond laser-induced periodic surface structures: physical origin of regularity / I. Gnilitskiy, T. Derrien, Y. Levy, N. Bulgakova, T. Mocek, L. Orazi // Scientific Reports. — 2017. — Vol. 7. — 8485.
- [9] **Piispoki, Z.** Transforms and operators for directional bioimage analysis: A survey / Z. Piispoki, M. Storath, D. Sage, M. Unser // Focus on Bio-Image Informatics (Springer International Publishing). — 2016. — Vol. 219. — P. 69–93.
- [10] **Schindelin, I.** The ImageJ ecosystem: An open platform for biomedical image analysis / I. Schindelin, C. T. Rueden, M. C. Hiner, K. W. Eliceiri // Molecular Reproduction and Development. — 2015. — Vol. 82. — P. 518–529.
- [11] **Rezakhaniha, R.** Experimental Investigation of Collagen Waviness and Orientation in the Arterial Adventitia Using Confocal Laser Scanning Microscopy / R. Rezakhaniha, A. Agianniotis, J. T. C. Schrauwen, A. Griffa, D. Sage, C. V. C. Bouten, F. N. van de Vosse, M. Unser, N. Stergiopoulos // Biomechanics and Modeling in Mechanobiology. — 2012. — Vol. 11. — № 3–4. — P. 461–473.
- [12] Каталог центров коллективного пользования научным оборудованием / URL: <http://ckp-rf.ru/ckp/3046/>.

Methods for characterization of metal/oxide gratings created by direct laser writing

V. P. Korolkov, D. A. Belousov, A. V. Dostovalov, S. L. Mikerin, V. N. Khomutov

Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

The investigation of metal/oxide lattices formation is actual task for both the study of thermochemical laser-induced periodic surface structures (TLIPSS) and the study of periodic structures inscribed by the single-point direct laser writing method. The formed structures are oxide tracks between metal tracks in the first case or oxide tracks grown due to the thermal action of laser radiation on a metal film in the second case. The structure can be characterized by electron and optical microscopy, photoelectric measurements and diffractometry. The paper is devoted to the discussion of the configuration of measuring scheme and the processing of images of periodic and quasi-periodic structures in order to obtain quantitative parameters characterizing their ordering.

Keywords: Metal/oxide gratings, Laser-induced periodic surface structures, TLIPSS, Metal thin films, Characterization of periodic structures.

46. Возможности изготовления эффективной цилиндрической голограммной оптики при помощи делительных машин маятникового типа

А. В. Лукин, А. Н. Мельников

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

В докладе рассмотрена трёхстадийная методика получения эффективной цилиндрической синтезированной голограммной оптики для применения в фотоэлектрических преобразователях солнечного излучения: 1) изготовление мастер-матрицы с выпуклой рабочей поверхностью на основе использования специального лезвийного алмазного инструмента при помощи делительной машины маятникового типа; 2) реплицирование дифракционной структуры в тонком полимерном слое; 3) финишное формирование дифракционного оптического элемента на плоской подложке.

Ключевые слова: Цилиндрическая синтезированная голограммная оптика, Специальный лезвийный алмазный инструмент, Делительная машина маятникового типа, Мастер-матрица, Реплицирование, Фотополимеры.

Цитирование: Лукин, А. В. Возможности изготовления эффективной цилиндрической голограммной оптики при помощи делительных машин маятникового типа / А. В. Лукин, А. Н. Мельников // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 197–198.

В настоящее время достаточно эффективными и технологически продвинутыми оптическими концентраторами солнечной энергии, преимущественно для применения в условиях космоса, являются концентраторы, построенные на основе использования френелевских линз (круговых и линейных) [1]. Для них характерны небольшая толщина, малая масса, низкая себестоимость. С точки зрения оптических свойств они имеют относительно широкий рабочий спектральный диапазон, который нередко на практике существенно превышает рабочий спектральный диапазон применяемых фотоэлементов, что приводит к «паразитному» нагреву этих элементов.

Отличительной особенностью голограммных (киноформных) оптических элементов является их существенно более узкий рабочий спектральный диапазон с возможностью его регулирования путем соответствующего выбора (расчета) параметров дифракционной структуры таких элементов [2, 3]. Тем самым открывается возможность снижения «паразитного» нагрева фотоэлементов за счет гармонизации рабочих спектральных характеристик фокусирующего оптического элемента и фотоэлектрического преобразователя солнечного излучения.

Цилиндрический синтезированный голограммный оптический элемент представляет собой совокупность прямолинейных штрихов с переменным шагом, закон изменения которого определяется фокусным расстоянием оптического элемента и рабочей длиной волны. Дифракционная эффективность такого элемента зависит от формы профиля штрихов и может варьироваться в широких пределах (от нескольких сотых долей до единицы).

Получение цилиндрических синтезированных голограммных элементов-реплик осуществляется в следующем порядке:

1) Изготовление выпуклой цилиндрической мастер-матрицы на основе использования специального лезвийного алмазного инструмента при помощи делительной машины маятникового типа [4];

2) Реплицирование дифракционной структуры в тонком полимерном слое, преимущественно, путем фотополимеризации [5];

3) Финишное формирование дифракционного оптического элемента на плоской подложке.

Реализация предлагаемой трёхстадийной методики изготовления эффективной цилиндрической голограммной оптики открывает возможности решения проблемы крупносерийного выпуска концентраторов для преобразователей солнечной энергии.

Список источников

- [1] Стребков, Д. С. Концентраторы солнечного излучения / Д. С. Стребков, Э. В. Тверьянович / Под ред. академика РАСХН Д. С. Стребкова. — М.: ГНУ ВИЭСХ, 2007. — 316 с.
- [2] Лукин, А. В. Голограммные оптические элементы / А. В. Лукин // Оптический журнал. — 2007. — Том 74. — № 1. — С. 80–87.
- [3] Белозёров, А. Осевые синтезированные голограммные оптические элементы: история развития, применения. Часть I / А. Белозёров, Н. Ларионов, А. Лукин, А. Мельников // Фотоника. — 2014. — № 4. — С. 12–32.
- [4] Заявка на изобретение № 2018107379 A RU. Делительная машина маятникового типа для изготовления штриховых структур на выпуклых цилиндрических поверхностях / А. В. Лукин, А. Н. Мельников. — Дата приоритета 27.02.2018.
- [5] Ахметов, М. М. Научно-производственный комплекс серийной прецизионной репликации элементов асферической и дифракционной оптики / М. М. Ахметов, А. Ф. Белозёров, В. А. Балоев, А. А. Белокопытов, И. С. Гайнутдинов, В. П. Иванов, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, И. А. Могилюк // Контенант. — 2016. — Том 15. — № 3. — С. 39–42.

Possibilities of effective cylindrical hologram optics manufacturing by use of pendulum-type ruling engines

A. V. Lukin, A. N. Melnikov

Scientific and Production Association "State Institute of Applied Optics", Kazan, Russia

The paper presents three-stage method to obtain effective cylindrical computer-generated hologram optics for applying in photoelectrical solar radiation converters: 1) Manufacturing of master-element with convex operating surface based on using of special edge diamond tool by pendulum-type ruling engine; 2) Replication of diffraction structure in thin polymer layer; 3) Final formation of diffraction optical component on the plain substrate.

Keywords: Cylindrical computer-generated hologram optics, Special edge diamond tool, Pendulum-type ruling engine, Master-element, Replication, Photopolymers.

47. Моделирование астрономического спектрографа с голограммной дифракционной решеткой на поверхности свободной формы

Э. Муслимов^{1,2}, Э. Уго¹, С. Ломбардо¹, М. Феррари¹, Ж.-К. Буре¹, Н. Павлычева², И. Гуськов²

¹ Университет Экс-Марсель, Национальный центр научных исследований, Национальный центр космических исследований, Астрофизическая лаборатория Марселя, Марсель, Франция

² Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

В настоящей статье рассматриваются методика моделирования голограммных дифракционных решеток на поверхностях свободной формы и их программная реализация. Продемонстрировано применение такого компонента в качестве решетки скрещенной дисперсии в канале среднего УФ инструмента POLLUX для космического телескопа следующего поколения LUVOIR. Спектральная разрешающая способность превосходит 120 000 для всего диапазона 118,5–195 нм, а дифракционная эффективность решетки может достигать 80 %.

Ключевые слова: Поверхность свободной формы, Голограммная дифракционная решетка, Спектральное разрешение, Дифракционная эффективность.

Цитирование: Муслимов, Э. Моделирование астрономического спектрографа с голограммной дифракционной решеткой на поверхности свободной формы / Э. Муслимов, Э. Уго, С. Ломбардо, М. Феррари, Ж.-К. Буре, Н. Павлычева, И. Гуськов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 199–203.

Введение

Использование поверхностей свободной формы (т. е. поверхностей без вращательной симметрии, описываемых без использования конической постоянной) открывает новые возможности в области проектирования оптических систем [1]. С их помощью можно реализовать коррекцию aberrаций в системах с увеличенной апертурой и/или полем зрения, уменьшить число используемых оптических компонентов, а также выполнить специфические требования к геометрии схемы, например, отсутствие экранирования [2].

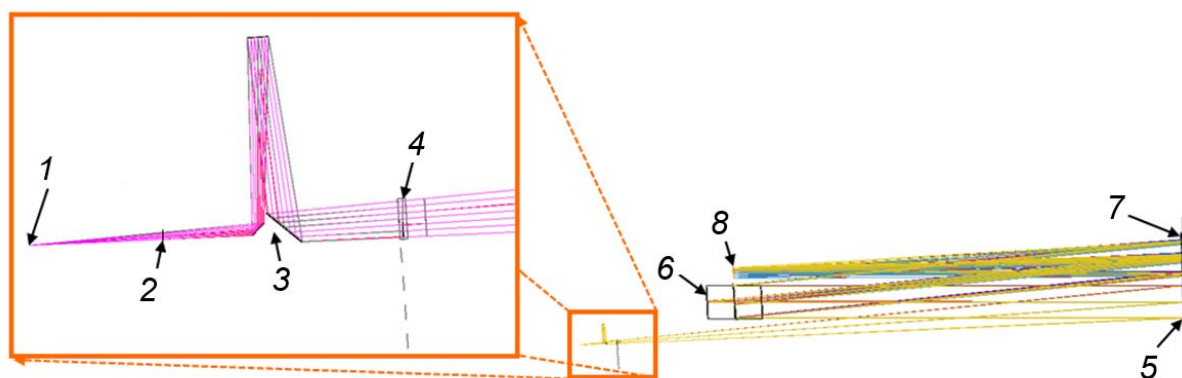
В то же время, существующая технология изготовления голограммных оптических элементов, подразумевающая запись интерференционной картины на фоточувствительном материале, не имеет явных ограничений со стороны формы поверхности подложки и может быть использована для создания голограммного элемента на поверхности свободной формы. Подобный голограммный оптический элемент может обладать большим числом коррекционных параметров и обеспечивать высокое качество изображения при работе в

оптических схемах предельно высокими функциональными характеристиками.

Использование подобных элементов было продемонстрировано на примере спектрографа ELOIS [3], построенного по схеме Оффнера с дифракционной решеткой, нанесенной на поверхность свободной формы и имеющей переменный шаг штрихов. Также дифракционные решетки на поверхностях свободной формы использовались в спектрографах, описанных в [4–6].

В настоящей работе мы рассматриваем описание и моделирование наиболее голограммной решетки на поверхности свободной формы для наиболее общего случая, а также применение такой поверхности при проектировании конкретного инструмента. В качестве примера приведен канал среднего ультрафиолетового излучения (УФ) спектрографа-спектрополяриметра POLLUX [7, 8] для космического телескопа следующего поколения LUVOIR [9].

Канал среднего УФ работает в области 118,5–195 нм и должен обеспечивать спектральную разреша-



1 — входная диафрагма, 2 — плоскость дихроичного зеркала, 3 — модулятор, 4 — призма Волластона, 5 — зеркальный коллиматор, 6 — эшелле, 7 — голограммная решетка на поверхности свободной формы, 8 — плоскость приемника

Рис. 1. Оптическая схема канала среднего УФ спектрографа

ющую способность не менее 120000 в режимах спектрографа и спектрополяриметра. При этом минимальный спектральный интервал, регистрируемый без разрывов должен составлять не менее 6нм, а число оптических элементов в тракте должно быть минимальным. Оптическая схема канала приведена на рис. 1. Она построена на основе эшелле-спектрографа, в котором функции камерного зеркала и устройства скрещенной дисперсии выполняет голограммная решетка на поверхности свободной формы. В данном случае, помимо высоких требований к качеству изображения приходится учитывать, что на голограммную решетку падает диспергированный пучок, т.е. условия коррекции aberrаций существенно отличаются для различных спектральных компонент. Это обуславливает необходимость использования сложной формы поверхности и формы штрихов с переменным шагом и кривизной.

Далее рассматривается описание такой дифракционной решетки при моделировании и оптимизации стандартными программными средствами.

1. Описание поверхности свободной формы

Для описания поверхности свободной формы используются стандартные полиномы Цернике [10]. Такой подход упрощает соотнесение коэффициентов уравнения с отдельными aberrациями, улучшает сходимость численной оптимизации, а также значительно облегчает отладку пользовательских инструментов проектирования.

Полиномы Цернике 2–3 порядков показаны на рис. 2 в виде рельефа поверхности, заданного на единичной окружности.

При моделировании и оптимизации оптической схемы стрелка прогиба поверхности решетки в каждой точке определяется как

$$z = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + k)c^2r^2}} + \sum_{i=1}^N A_i Z_i(\rho, \varphi), \tag{1}$$

Где c — кривизна поверхности в вершине, k — коническая постоянная (в данном случае $k = 0$), Z_i — полиномы Цернике, A_i — соответствующие коэффициенты, ρ, φ — нормализованные полярные координаты. Уравнение (1) преобразуется в прямоугольную

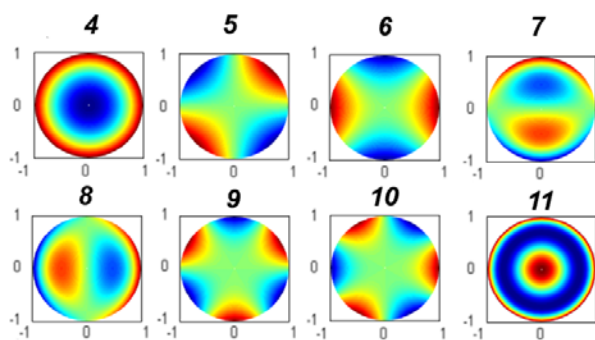


Рис. 2. Полиномы Цернике 2 и 3 порядков, используемые для описания поверхности свободной формы

систему координат для вычисления координат пересечения луча с поверхностью. Далее вычисляется нормаль к поверхности в заданной точке $\vec{N} = \overline{(x_n, y_n, z_n)}$.

$$z_n = -\sqrt{\frac{1}{1 + (dz/dx)^2 + (dz/dy)^2}},$$

$$x_n = -\frac{dz}{dx} z_n, y_n = -\frac{dz}{dy} z_n.$$

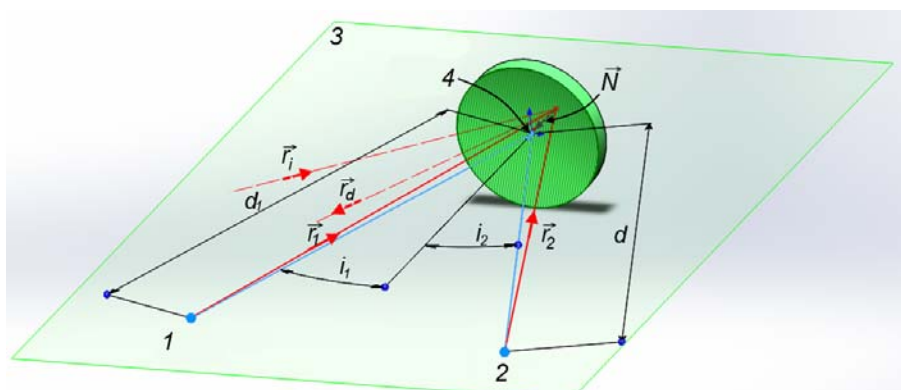
2. Описание голограммной дифракционной решетки

После определения по формулам (1) и (2) координат и направления нормали в точке пересечения луча рассчитывается его дифракция на голограммной решетке. Предполагается, что картина штрихов формируется в результате интерференции волновых фронтов от двух точечных когерентных источников. Схема записи и трассировки лучей показана на рис. 3.

Для трассировки используется следующее уравнение дифракции в векторной форме [11].

$$\vec{N} \times (\vec{r}_1 - \vec{r}_d) = m \frac{\lambda}{\lambda_0} \vec{N} \times (\vec{r}_1 - \vec{r}_2) \tag{3}$$

Здесь \vec{r}_1 и \vec{r}_d — направляющие вектора лучей в схеме записи, \vec{r}_1 и \vec{r}_2 — вектора падающего и дифрагированного лучей, m — порядок дифракции ($m = +1$), λ_0 и λ — длина волны записи и работы, соответственно.



1, 2 — точечные источники записи; 3 — меридиональная плоскость; 4 — вершина поверхности решетки
Рис. 3. Схема записи голограммной дифракционной решетки и трассировки лучей через нее

Процедура трассировки луча через голограммную дифракционную решетку на поверхности свободной формы была реализована на языке C и использована при создании пользовательской библиотеки dll для описания поверхности в среде Zemax. После введения такой поверхности и тестирования, расчет и оптимизацию оптической системы с подобным оптическим элементом можно вести использованием стандартных программных инструментов.

3. Оценка спектрального разрешения и дифракционной эффективности

После оптимизации системы были получены следующие параметры голограммной решетки: частота штрихов в вершине — 212,3 л/мм, линейные координаты источников записи (для аргонового лазера) — (100,194 мм; 1913,946 мм) и (−99,558 мм; 1936,898 мм), фокусное расстояние — 1200 мм, световой размер — 215,4 × 98,3 мм². Поверхность свободной формы описывается 6 полиномами Цернике и имеет максимальное отклонение от ближайшей сферы 3,36 мкм.

Для оценки спектрального разрешения были рассчитаны аппаратные функции (АФ) спектрографа для входной диафрагмы шириной 31,2 мкм (в проекции на плоскость приемника). Как показывают результаты, представленные в табл. 1, для всех контрольных длин волн выполняется требование к спектральной разрешающей способности. Таким образом, коррекционные возможности решетки скрещенной дисперсии достаточны для обеспечения необходимого качества изображения.

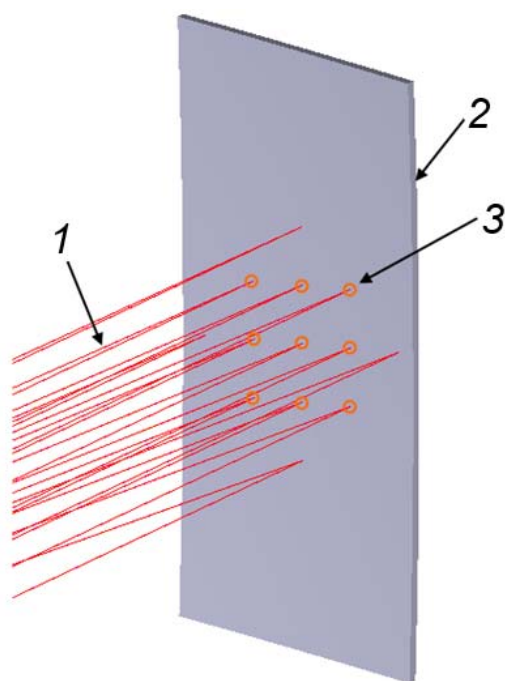
Наконец, после определения показателей разрешения, необходимо оценить дифракционную эффективность решетки. Поскольку углы падения и дифракции, а также шаг и ориентация штрихов изменяются по поверхности решетки, расчет проводится для элементарных решеток (рис. 4.). Процедура моделирования дифракционной эффективности включает следующие шаги. Через решетку последовательно трассируется несколько монохроматических пучков лучей. Для каждого пучка вычисляются углы падения и дифракции, а также вектора нормали в точке падения для массива лучей. Данные автоматически формируются в файл подпрограммой-макросом для Zemax. Далее данные считываются и обрабатываются в MatLab. Для каждого луча вычисляются значения дифракционной эффективности для двух состояний поляризации, проводится осреднение по пучку, строится спектральная зависимость. Используется решатель GD-Calc [12].

На рис. 5 показаны результаты расчета эффективности для решетки, используемой в описанной выше схеме. Расчеты проведены в предположении, что штрихи решетки имеют треугольный профиль с углом блеска 1,92°. Предполагается также, что решетка имеет трехслойное отражающее покрытие Al + LiF + AlF₃.

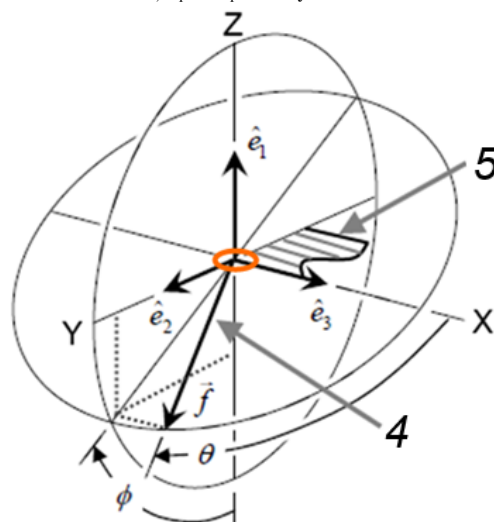
Как видно из приведенного графика, решетка имеет достаточно высокую эффективность по всему рабочему спектральному диапазону и ее значение слабо зависит от состояния поляризации.

Табл. 1. Данные о спектральном разрешении.

| Длина волны, нм | Порядок дифракции эшелле | Обратная линейная дисперсия, нм/мм | Ширина АФ по уровню 0,5, мкм | Спектральная разрешающая способность |
|-----------------|--------------------------|------------------------------------|------------------------------|--------------------------------------|
| 188,9 | 31 | 0,047 | 31,2 | 128 909 |
| 191,9 | | | 31,2 | 131 008 |
| 195,0 | | | 31,95 | 133 106 |
| 150,6 | 40 | 0,036 | 31,2 | 132 673 |
| 148,8 | | | 31,2 | 131 035 |
| 146,9 | | | 31,95 | 126 359 |
| 120,2 | 50 | 0,029 | 31,95 | 129 700 |
| 119,0 | | | 31,2 | 131 502 |
| 118,0 | | | 31,2 | 130 391 |



а) Трассировка лучей



б) Определение основных углов

- 1 — падающий монохроматический пучок; 2 — голограммная дифракционная решетка; 3 — элементарная решетка;
- 4 — направляющий вектор падающего луча; 5 — поверхность решетки

Рис. 4. Определение исходных данных для моделирования дифракционной эффективности

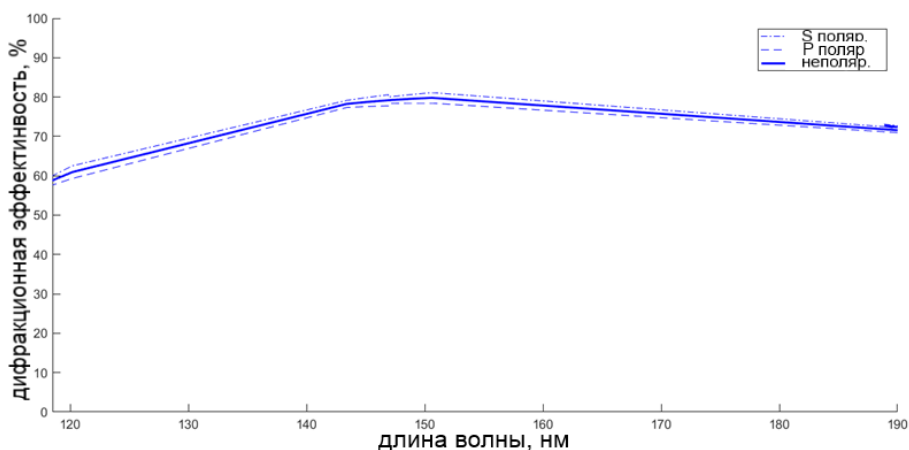


Рис. 5. Спектральная зависимость дифракционной эффективности канала голограммной решетки на поверхности свободной формы

Заключение

В настоящей статье был продемонстрирован набор программных инструментов для моделирования и оптимизации голограммных дифракционных решеток на поверхностях свободной формы. Также показано их применение при разработке оптической системы одного из каналов УФ-спектрографа POLLUX в составе орбитальной обсерватории LUVOIR. Использование нового типа дифракционных решеток позволяет достичь высокого качества изображения и выполнить

требование к спектральной разрешающей способности $R \geq 120\,000$ при минимальном количестве оптических элементов. При этом дифракционная эффективность элемента достигает 80 %.

В дальнейшем представленный набор методик и инструментов моделирования планируется расширить за счет включения других типов уравнений поверхности, учета конической дифракции при расчете эффективности и др.

Список источников

- [1] **Hugot, E.** FAME: Freeform Active Mirrors Experiment / E. Hugot, T. Agocs, Z. Challita, A. Jasko, G. Kroes, E. Banyai, C. Miller, W. Taylor, H. Schnetler and L. Venema // Proc. SPIE. — 2014. — Vol. 9151. — P. 915107.
- [2] **Fuerschbach, K.** A new family of optical systems employing ϕ -polynomial surfaces / K. Fuerschbach, J. P. Rolland, and K. P. Thompson // Opt. Express. — 2011. — Vol. 19. — P. 21919–21928.
- [3] **Liu, C.** Comparison of hyperspectral imaging spectrometer designs and the improvement of system performance with freeform surfaces / C. Liu, C. Straif, T. Flügel-Paul, U. D. Zeitner, H. Gross // Appl. Opt. — 2017. — Vol. 56. — P. 6894–6901.
- [4] **Wei, L.** Optical design of Offner-Chrisp imaging spectrometer with freeform surfaces / L. Wei, L. Feng, J. Zhou, J. Jing, and Y. Li // Proc. SPIE. — 2016. — Vol. 10021. — P. 100211.
- [5] **Reimers, J.** Increased Compactness of an Imaging Spectrometer Enabled by Freeform Surfaces / J. Reimers, K. P. Thompson, J. Troutman, J. D. Owen, A. Bauer, J. C. Papa, K. Whiteaker, D. Yates, M. Farsad, P. Marasco, M. Davies, J. P. Rolland // Optical Design and Fabrication. — 2107. — P. JW2C.5.
- [6] **Marchi, A. Z.** Freeform Grating Spectrometers For Hyperspectral Space Applications: Status of ESA Programs / A. Z. Marchi, B. Borguet // Optical Design and Fabrication. — 2017. — P. JTh2B.5.
- [7] **Muslimov, E.** Spectrographs with holographic gratings on freeform surfaces: design approach and application for the LUVOIR mission / E. R. Muslimov, M. Ferrari, E. Hugot, J. C. Bouret, C. Neiner, S. Lombardo, G. Lemaitre, R. Grange // Proc. SPIE. — 2018. — Vol. 10690. — P. 1069045.
- [8] **Muslimov, E.** POLLUX: a UV spectropolarimeter for the LUVOIR space telescope project / E. Muslimov, J. C. Bouret, C. Neiner, A. Lopez Ariste, M. Ferrari, S. Vives, E. Hugot, R. Grange, S. Lombardo, L. Lopes, J. Costerate, F. Brachet // Proc. SPIE. — 2018. — Vol. 10699. — P. 1069905.
- [9] **Bolcar, M.** The Large UV / Optical/Infrared Surveyor (LUVOIR): Decadal Mission concept design update / M. R. Bolcar, et al // Proc. SPIE. — 2017. — Vol. 103. — P. 1039809.
- [10] **Lakshminarayanan, V.** Zernike polynomials: a guide / V. Lakshminarayanan, A. Fleck // Journal of Modern Optics. — 2011. — Vol. 5. — № 7. — P. 545–561.
- [11] **Welford, W. T.** A vector raytracing equation for hologram lenses of arbitrary shape / W. T. Welford // Optics communications. — 1975. — Vol. 14. — № 3. — P. 322–323.
- [12] Grating Diffraction Calculator / URL: <http://kjinovation.com/GD-Calc.html>.

Modelling of astronomical spectrograph with a holographic grating on freeform surface

E. Muslimov^{1,2}, E. Hugot¹, S. Lombardo¹, M. Ferrari¹, J.-C. Bouret¹, N. Pavlycheva², I. Guskov²

¹ Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

² Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev — KAI, Kazan, Russia

In the present paper we consider the techniques of modelling of freeform holographic gratings and their implementation in software. Use of such an optical component as a cross-disperser grating in the medium-UV channel of the POLLUX instrument at the next generation LUVOIR space telescope is demonstrated. The spectral resolving power exceeds 120,000 for the entire working range of 118.5–195 nm, while the cross-disperser diffraction efficiency reaches 80 %.

Keywords: Freeform surface, Holographic grating, Spectral resolution, Diffraction efficiency.

48. Расчет двумерной дифракционной решетки в спектрометре скрещенной дисперсии

Ю. В. Бажанов

АО «НПК «Системы прецизионного приборостроения», Москва, Россия

Спектрометры, основанные на линейных датчиках, имеют ряд недостатков. Во-первых, получение высокого разрешения для широкополосного спектрального изображения приводит к необходимости использования нескольких (от 10–15) датчиков. Во-вторых, на границах спектральной области эффективность дифракционной решетки невысока. В-третьих, изображение высших порядков накладываются на низшие. Как известно, наложение спектров различных порядков дифракционной решетки может быть устранено с помощью спектральных фильтров, однако, возможности этих методов ограничены. Существует еще один способ разделения порядков спектра-метод «скрещенной дисперсии», который заключается в использовании дополнительной дифракционной решетки или спектральной призмы, имеющей направление дисперсии перпендикулярно направлению первичной решетки. Пересечение дисперсий позволяет регистрировать спектры различных порядков в широкой спектральной области. Ступенчатые светоотражающие решетки с высокой частотой канавок (echelett), работающие в заказах с низким спектром или низкой частотой канавок (echelle), работающие как в высоких заказах дифракции, часто используются в качестве первичной решетки.

Цитирование: Бажанов, Ю. В. Расчет двумерной дифракционной решетки в спектрометре скрещенной дисперсии / Ю. В. Бажанов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 204–205.

В данной статье рассматривается возможность расчета спектрального устройства, основанного на двумерной решетке типа эшелетт. Спектры высоких порядков такой решетки расположены на датчике в виде строк, однако дополнительный дисперсионный элемент отсутствует. Наиболее подходящей для этого является схема Черны-Тернера, где плоская решетка расположена между двумя вогнутыми зеркалами. Для упрощения возьмем классическую схему Черны-Тернера, где дифракционная решетка находится в параллельных пучках, а расстояние от решетки равно 0,85 второго зеркального фокуса. В этом случае спектральное изображение находится на плоскости с минимизацией поперечных аберраций.

В качестве первичной решетки мы используем плоскость решетки с частотой штрихов $N_1 = 100 \text{ мм}^{-1}$ в порядках спектра от 10 до 18, а в качестве дополнительной решетки — $N_2 = 100 \text{ мм}^{-1}$ в первом порядке спектра. Длина волны и соответствующие порядки указаны в табл. 1.

Верхняя строка таблицы-спектральный Порядковый номер, три следующие строки-длины волн. Их комплект составляет 9 конфигураций. Общей спектральной области 400–750 нм. Если порядки спектра поместить в линию, то его длина будет примерно в 9 раз больше, что затрудняет получение спектрального изображения высокого качества. Еще одним существенным преимуществом такого расположения спек-

тров является то, что все порядки спектра могут находиться в области высокой дифракционной эффективности.

Рассмотрим оптическую компоновку со следующими параметрами $r_1 = r_2 = 250 \text{ мм}$, $\alpha_1 = 5^\circ$, $\alpha_2 = 5,5^\circ$ (рис. 1). Значения \bar{r}_1 , \bar{r}_2 , d_1 , d_2 , a_{ij} вычисляются по формулам (см. полный текст работы). Эти значения используются в качестве исходных для оптимизации параметров оптической схемы. Расчет выполнен с использованием программного обеспечения ZEMAX [1]. Для оптимизации введено известное расширенное тороидальное уравнение решетки на зеркальных поверхностях.

$$z = \frac{cy^2}{1 - \sqrt{1 - (k+1)c^2y^2}} + \sum_{i=1}^N A_i E_i(x, y),$$

где z — стрелка прогиба, x и y — координаты поверхности, c — кривизна, a — полиномиальные коэффициенты. Очевидно, что спектральный порядок в этом случае равен нулю. В табл. 2 приведены среднеквадратические значения радиуса пятна для всех конфигураций оптической системы скрещенного дисперсионного спектрометра после оптимизации с ZEMAX.

Верхняя строка 1 таблицы верхняя-порядки спектра (10, 14, 18), три последующие строки — значения СКО радиуса для длин волн в конфигурациях. Как видно из табл. 2, при использовании зеркал со свободной поверхностью значения среднеквадратического радиуса пятна рассеяния уменьшаются в 3–4 раза.

Табл. 1

| K | 18 | 17 | 16 | 15 | 14 | 13 | 12 | 11 | 10 |
|------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| λ_{\min} | 0,395 | 0,417 | 0,441 | 0,469 | 0,500 | 0,556 | 0,577 | 0,625 | 0,682 |
| λ_0 | 0,406 | 0,429 | 0,455 | 0,484 | 0,518 | 0,536 | 0,601 | 0,653 | 0,716 |
| λ_{\max} | 0,417 | 0,441 | 0,469 | 0,500 | 0,536 | 0,577 | 0,625 | 0,682 | 0,750 |

Табл. 2. Среднеквадратические значения радиуса пятна рассеяния в мкм

| Тип | Тороидальные зеркала | | | Зеркала свободной формы | | |
|------------------|----------------------|------|------|-------------------------|-----|------|
| K | 18 | 14 | 10 | 18 | 14 | 10 |
| λ_{\min} | 22,5 | 15,3 | 20,0 | 5,1 | 4,3 | 7,1 |
| λ_0 | 15,3 | 9,7 | 13,6 | 4,7 | 2,5 | 3,1 |
| λ_{\max} | 14,0 | 19,5 | 21,6 | 5,5 | 3,7 | 11,1 |

Расчеты проводились на основе 14 полиномиальных коэффициентов, если использовать больше, то можно уменьшить пятно абберации вдвое. Однако на практике спектральное разрешение не будет увеличиваться из-за того, что входная щель прибора имеет определенные размеры. Кроме того, изготовление таких поверхностей очень затруднено.

Использование скрещенных решеток значительно упрощает компоновку устройства и может быть особенно эффективным в УФ и ИК диапазонах, в виду небольшого количества материалов для изготовления спектральных призм. Успехи в изготовлении оптических элементов свободной формы позволяют надеяться на реализацию данной компоновки.

Список источников

- [1] ZEMAX is a trademark of Zemax Development Corporation, Bellevue, Washington 98004, USA.

Design two-dimensional diffraction grating in spectrometer crossed dispersion

Y. Bazhanov

Scientific and Production Corporation “Precision Systems and Instruments”, Moscow, Russia

Spectrometers, based on linear sensors have several disadvantages. Firstly, for acquiring of high resolution for wide waveband spectral image results in need of usage of several (from 10–15) sensors. Secondly, diffractive grating efficiency is not high at the borders of spectral area. Thirdly, image of higher orders lays over lower ones. As is known, the overlay of the spectra of the various orders of a diffraction grating can be eliminated by using spectral filters, however, possibilities of these methods are limited. There is one more way to divide orders of spectrum — “crossed dispersion” method, which consists of usage of additional diffraction grating or spectral prism, which has dispersion direction perpendicular to the one of primary grating. Crossing dispersions one is possible to register different orders spectra in a wide spectral area. Stepped reflective gratings with either high groove frequency (echelett), working in low spectrum orders, or low groove frequency (echelle), working as in high diffraction orders are often used as primary grating.

49. Демультимплексор со спектральным разделением каналов

К. С. Коренной^{1,2}, А. Ф. Скочилов¹, Э. Р. Муслимов²

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 работе показаны основные средства, предназначенные для спектрального демультимплексирования сигнала, выявлены недостатки современных демультимплексоров на основе дифракционных решёток. Разработана модель, которая наиболее эффективно позволяет разделять сигналы по длинам волн с учётом технических особенностей группы оптоволокон, принимающих разделённый сигнал.

Ключевые слова: Демультимплексор, Гризма, Дифракционная решётка.

Цитирование: Коренной, К. С. Демультимплексор со спектральным разделением каналов / К. С. Коренной, А. Ф. Скочилов, Э. Р. Муслимов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 206–208.

В настоящее время наиболее активно развивающейся индустрией средств связи, относящейся к одному из важнейших стратегических государственных ресурсов, является телекоммуникация. Согласно данным IDC, рынок телекоммуникационных услуг продемонстрировал уверенный рост и уже в 2015 г. составил порядка \$1,49 трлн., при этом спрос и качество на различные услуги связи постоянно растёт. На сегодняшний день наиболее широко применяемым способом передачи данных является построение волоконно-оптических линий связи (ВОЛС). Оптическое волокно (ОВ) обладает огромными возможностями для передачи информации по высокоскоростному каналу, однако максимально достижимая скорость передачи данных ограничена электроникой и составляет порядка 40 Гбит/с. Дальнейшее увеличение скорости решается либо увеличением количества каналов, либо использованием технологии спектрального мультиплексирования — WDM (Wavelength Division Multiplexing). Суть WDM (в отечественной литературе — спектральное уплотнение/разделение) заключается в одновременной передаче по одному ОВ нескольких независимых информационных сигналов с дальнейшим их разделением по длинам волн. Именно системы WDM успешно решают задачи наиболее эффективного использования сети при минимальных экономических затратах.

На сегодняшний день известны 3 технологии спектрального разделения сигналов:

1) CWDM (Coarse Wavelength Division Multiplexing), шаг разделения каналов составляет 20 нм;

2) DWDM (Dense Wavelength Division Multiplexing), шаг разделения каналов составляет 0,8 нм;

3) HDWDM (High-Dense Wavelength Division Multiplexing), шаг разделения каналов составляет 0,8–0,4 нм.

Для каждого конкретного случая используется соответствующая технология разделения, однако для большинства задач наиболее оптимальным выбором является CWDM технология. Для разделения каналов по длинам волн существует несколько видов решений: использование демультимплексоров на основе много-

слойных тонкопленочных оптических фильтров, волоконных брэгговских решёток (ВБР) или дифракционных решёток.

Классический демультимплексор со спектральным разделением каналов на основе дифракционной решётки содержит коллимационную систему, дифракционную решётку и фокусирующую систему [1]. Существуют варианты, при которых коллимационная и фокусирующая система представляют собой один элемент [2] или отсутствует какая-либо из этих систем [3]. В таких демультимплексорах наиболее часто применяются нарезные дифракционные решётки, однако во многих случаях их голограммный аналог будет более предпочтительным вариантом ввиду меньшего значения уровня рассеянного света.

Далее конструкция демультимплексора усовершенствуется введением в его состав оптического элемента, сочетающего в себе функции разложения сигнала по длинам волн и их фокусировки. Оптическая схема таких демультимплексоров содержит гризму — комбинацию призмы (ы) и дифракционной решётки. На рис. 1 показана модель демультимплексора, которую разработали авторы работы [4]. В ней использовалась призма, на наклонную грань которой нанесена нарезная отражательная дифракционная решётка, при этом поверхность 1, которая принимает входящий неразделённый и выходящий разделённый сигнал, имеет асферическую форму.

Такой демультимплексор обладает хорошими теоретическими результатами моделирования (интервал

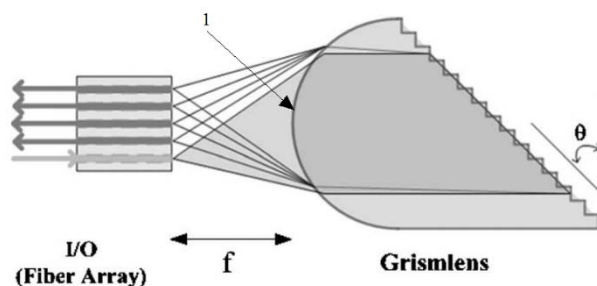


Рис. 1. Демультимплексор с фокусирующей гризмой

между каналами по длинам волн составляет 0,8 нм; дифракционная эффективность $\approx 75\%$), однако, как было сказано выше, нарезная решётка имеет более высокое значение уровня рассеянного света. Кроме того, процесс изготовления такой гризмы трудновыполним: в случае изготовления бракованной решётки её рабочая поверхность будет нуждаться в переполровке, при этом толщина гризмы будет уменьшаться, тем самым приводя к перерасчёту всех параметров гризмы для достижения оптимального результата. Также стоит отметить, что с учетом абберационных характеристик, потери при передаче сигнала в группу ОВ, принимающих разделённый сигнал, составляют 23 % (без учета дифракционной эффективности решётки).

Целью данного исследования является разработка демультиплексора, который бы не имел недостатков различных прототипов. Для выполнения поставленной цели необходимо решить следующие задачи:

- демультиплексор должен содержать в себе минимальное количество оптических деталей для уменьшения потерь сигнала и упрощения юстировки;
- демультиплексор должен иметь минимальные потери сигнала вследствие аббераций оптической системы;
- значение уровня рассеянного света демультиплексора должно быть существенно ниже аналога.

Для снижения уровня рассеянного света целесообразно заменить нарезную дифракционную решётку (ДР) на её голограммный аналог. При этом при оптимизации параметров схемы записи можно добиться высокой дифракционной эффективности во всём рабочем диапазоне длин волн (более 80 %).

В АО «НПО ГИПО» разработано и успешно реализовано производство гризмы для систем телекоммуникаций [5] (рис. 2).

Данная гризма содержит два усечённых цилиндра и пропускающую голограммную дифракционную решётку (ПГДР) между ними, и в сочетании с другими оптическими элементами (коллиматором и фокусирующим объективом) может быть использована в качестве демультиплексора со спектральным разделением каналов. В результате разработана новая оптическая схема



Рис. 2. Гризма для систем телекоммуникаций

демультиплексора со спектральным разделением каналов (рис. 3):

Гризма содержит в своём составе два усечённых цилиндра и вогнутую ПГДР (ПВГДР) между ними, при этом несклеиваемые торцевые поверхности усечённых цилиндров имеют асферическую форму, а склеиваемые — сферическую. Оптическая схема, полученная в ходе оптимизации вариативных параметров, имеет следующие характеристики:

- геометрический радиус пятен рассеяния на всем рабочем спектральном диапазоне (окно прозрачности 1471–1611 нм) не превышает 15 мкм при нормальных условиях;

- с учетом абберационных характеристик и дифракционной эффективности, потери при передаче сигнала в группу ОВ, принимающих разделённый сигнал, во всём рабочем диапазоне длин волн составляют не более 20 %;

- расстояние между точками фокусировки превышает толщину ОВ.

В результате выполненной работы был получен оптимальный демультиплексор со спектральным разделением каналов для систем телекоммуникаций, потребительские характеристики которого (рабочий спектральный диапазон, количество каналов, режим работы, уровень вносимых потерь сигнала, интервал между каналами по длинам волн) отвечают всем современ-

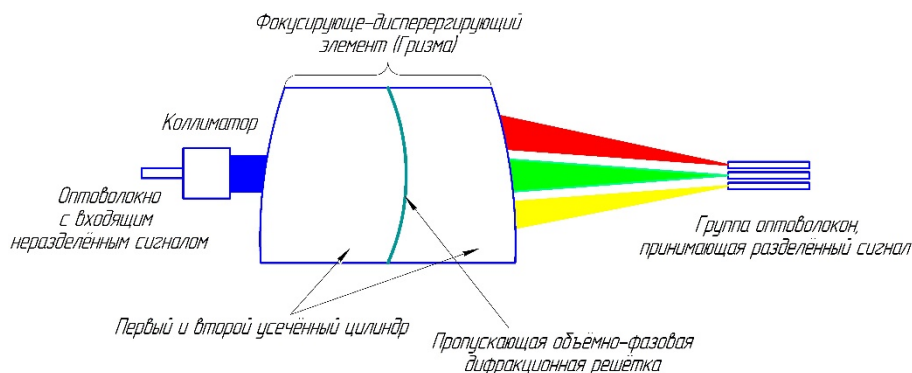


Рис. 3. Демультиплексор со спектральным разделением каналов

менным требованиям заказчика. Такой демультиплексор может быть успешно изготовлен в АО «НПО ГИПО».

Список источников

- [1] **Patent № 6,421,179 B1 US.** Wavelength division multiplexing system and method using a reconfigurable diffraction grating / M. A. Gutin, J. Castracane. — Publ. 16.07.02.
- [2] **Патент № 2,256,203 C2 RU.** Направление оптических сигналов с помощью подвижного дифракционного оптического элемента / И. Д. Однер, Э. С. Лакофф, Л. Д. Каллен, К. Д. Уоссон. — Оpubл. 10.07.05.
- [3] **Патент № 2,191,416 C2 RU.** Интегральные устройства мультиплексора и демультиплексора по длинам волн / Р. Х. Дьюк, Р. К. Уэйд, Б. В. Хантер, Д. Р. Дэмволф. — Оpubл. 20.10.02.
- [4] **Lan, H.-C.** Hybrid grism-lens device for diffraction grating demultiplexers / H.-C. Lan, C.-C. Cheng, C.-M. Wang, M.-J. Wu, J.-Y. Chang // Optical Engineering. — 2006. — Vol. 45. — № 8, 085002. — P.1–5.
- [5] **Белокопытов, А. А.** Особенности разработки дисперсионных оптических элементов (гризм) для систем телекоммуникаций / А. А. Белокопытов, К. С. Коренной, Н. М. Шигапова // Сборник работ конференции «Оптические технологии в телекоммуникациях». — 2014. — С. 146.

Demultiplexer with channels spectral division

K. S. Korennoy^{1,2}, A. F. Skochilov¹, E. R. Muslimov²

¹ Scientific and Production Association “State Institute of Applied Optics”, Kazan, Russia

² Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev — KAI, Kazan, Russia

In the presented paper, we show the main facilities intended for spectral demultiplexing of the signal, as well as we reveal downsides of modern demultiplexers developments based on diffraction gratings. A there is a developed model that separates signals over wavelengths most efficiently, taking into account the technical characteristics of an optical fibers group receiving a separated signal. Currently, the most optimal solution for increasing the data transfer rate is the use of WDM (Wavelength Division Multiplexing) technology. The essence of WDM (in the domestic literature — spectral multiplex / separation) consists of the simultaneous transmission of one or several independent information signals along one OF with their further separation by the wavelengths.

One of the variants of the demultiplexer is a model based on a diffraction grating. In this paper we consider a demultiplexer based on grism, which includes a concave holographic grating. The simulation results show that the obtained model can be successfully applied in telecommunication systems.

Keywords: Demultiplexer, Grism, Diffraction grating.

50. Пленочные решетки-поляризаторы для широкого инфракрасного диапазона длин волн

Я. К. Лукашевич, П. Ю. Демеев

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

В работе описаны пленочные решетки-поляризаторы с высокой плоскостностью поверхности и хорошими поляризационными характеристиками, обеспечиваемыми способом закрепления их в оправе.

Ключевые слова: Склеивание, Решетка-поляризатор, Высокая плоскостность.

Цитирование: Лукашевич, Я. К. Пленочные решетки-поляризаторы для широкого инфракрасного диапазона длин волн / Я. К. Лукашевич, П. Ю. Демеев // HOLOEXPO 2018: XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 209–210.

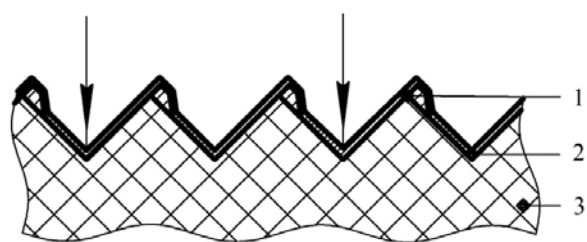
Решетки-поляризаторы инфракрасного излучения предназначены для линейной поляризации излучения в режиме прохождения и отражения в спектральном диапазоне длин волн от 1,5 до 1000 мкм [1, 2]. В зависимости от применения решетки-поляризаторы изготавливаются на твердых или пластичных материалах и представляют собой разновидность дифракционных решеток с параллельно расположенными штрихами треугольного профиля, на часть граней которых нанесено металлическое покрытие. Такие решетки-поляризаторы используются, в основном, в спектральных приборах, а также находят применение в системах электрооптической модуляции, изображающей оптике, сенсорах, детекторах.

Спектральный диапазон решеток-поляризаторов, работающих на прохождение, определяется, в основном, пропусканием материала, на котором они изготовлены [3, 4]. Для работы в отраженном излучении решетки-поляризаторы должны иметь хорошую плоскостность. Для решеток-поляризаторов на подложках из твердых материалов это достигается их шлифовкой и полировкой. Однако для известных материалов, применяемых при изготовлении решеток-поляризаторов, например, серии KRS, спектральный диапазон прохождения ограничивается с длинноволнового края величиной 45 мкм [5]. Достаточно широкий диапазон пропускания в длинноволновой области спектра имеют полиэтилен и фторопласт. Решетки-поляризаторы на полиэтиленовых пленках имеют высокую степень поляризации в спектральном диапазоне от 7 до 1000 мкм. Приближаются к ним решетки поляризаторы на фто-

ропластовых пленках. Однако для работы на отражение они имеют недостаточную плоскостность поверхности. Способом полировки этих материалов получить необходимую плоскостность, очевидно, невозможно.

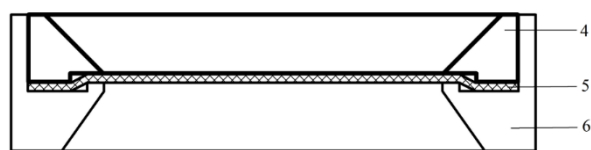
В настоящей работе нами предложен способ закрепления пленочных поляризаторов в оправе, устраняющий этот недостаток. Способ состоит в наклеивании пленки поляризатора на металлическое кольцо с последующим натяжением пленки внутри кольца с помощью оправы. Полиэтилен и фторопласт абсолютно инертны к металлу. Поэтому для их склеивания необходимы дополнительные воздействия на поверхность полимера. Для этого с помощью вакуумной испарительной установки типа ВУ на рельефной структуре 1 решетки-поляризатора 3 формируют металлическое покрытие 2 методом термического испарения алюминия путем нанесения металла, нормально к ее поверхности (рис. 1). Для усиления эффекта склеивания возможно дополнительное нанесение покрытия на грани штрихов решетки-поляризатора, до этого свободные от него, располагая световую зону решетки-поляризатора под углом (рисунок не показан) к направлению на испаритель. При этом в обоих случаях световую зону экранируют от попадания испаряемого металла.

На подлежащую склеиванию рельефную структуру решетки-поляризатора по контуру наносится промышленный клей для склеивания металлических поверхностей и осуществляется соединение с поверхностью металлического кольца 4. Затем решетка-поляризатор 5 с обратной стороны натягивается кольцевым



1 — рельефная структура, 2 — металлическое покрытие, 3 — решетка-поляризатор

Рис. 1. Схематичное изображение нанесения металла на решетку-поляризатор



4 — металлическое кольцо, 5 — решетка-поляризатор, 6 — металлическая оправа

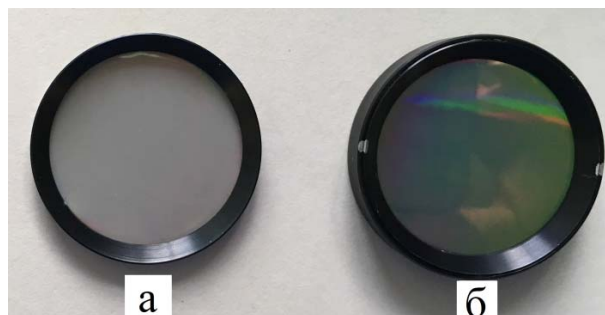
Рис. 2. Схематичное изображение закрепления решетки-поляризатора в оправе

выступом на оправе 6 путем прижатия ее металлическим кольцом 4 (рис. 2).

Общий вид склеенного решетки-поляризатора с металлическим кольцом и вид готового изделия представлены на рис. 3а и 3б соответственно.

Прочность соединения решетки-поляризатора с металлической поверхностью обеспечивается за счет металлизации поверхности пленки и увеличения эффективной площади склеиваемой поверхности, что приводит к высокой плоскостности изделия, сохраняя ее на длительное время.

Полученные решетки-поляризаторы обладают высокими поляризационными характеристиками. Коэффициент полного пропускания достигает 40 процентов и выше при поляризующей способности 99 процентов. Поляризующая способность на отражение не-



а — решетка-поляризатора с металлическим кольцом,
б — вид готового изделия

Рис. 3. Изображение решетки-поляризатора, наклеенного на металлическое кольцо (а), и готового изделия (б) сколько ниже (около 90 процентов), так как в этом случае имеет место отражение для нежелательной (перпендикулярной) компоненты, в том числе, френелевское.

Список источников

- [1] **Auton, J. P.** Grid Polarizers for use in the Near-Infrared / J. P. Auton, M. C. Hutley // Infrared Physics. — 1972. — Vol. 12. — P. 95–100.
- [2] **Bird, G. R.** The Wire Grid as a Near-Infrared Polarizer / G. R. Bird, Parrish // J. Opt. Soc. Am. — 1960. — Vol. 50. — № 9. — P. 886–891.
- [3] **Яковлев, Э. А.** Поляризаторы инфракрасного излучения на основе прозрачных дифракционных решеток / Э. А. Яковлев, Ф. М. Герасимов // Опт.-мех. промышленность. — 1964. — Том 7. — № 3. — С. 427–430.
- [4] **Яковлев, Э. А.** Исследование поляризующих свойств дифракционных решеток: диссертация канд. физ.-мат. наук / Э. А. Яковлев. — Л.: ГОИ, 1965. — 133 с.
- [5] **Воронкова, Е. М.** Оптические материалы для инфракрасной техники: справочное издание / Е. М. Воронкова, Б. Н. Гречушников, Г. И. Дистлер, И. П. Петров. — М.: Наука, 1965. — 335 с.

Film polarizer-gratings for a wide infrared wavelength range

Y. K. Lukashevich, P. Y. Demeev

Scientific and Production Association “State Institute of Applied Optics”, Kazan, Russia

The paper describes film polarizer-gratings with high surface flatness and good polarization characteristics, provided by the method of the fixing inside casing.

Keywords: Gluing, Polarizer-grating, High surface flatness.

51. Опыт применения неохлаждаемых микролометрических модулей в системе регистрации изображений лазерно-голографического испытательного стенда

А. В. Берденников¹, А. В. Краснов¹, А. В. Лукин¹, А. Н. Мельников¹, А. Р. Миндубаев¹, В. В. Старцев²

¹ АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

² АО «ОКБ «АСТРОН», Лыткарино, Россия

В докладе представлены результаты экспериментальных исследований разрабатываемого в АО «НПО ГИПО» лазерно-голографического испытательного стенда, в системе регистрации изображений которого применены неохлаждаемые микролометрические модули.

Ключевые слова: Лазерно-голографический испытательный стенд, Неохлаждаемый микролометрический модуль, Объектив, Интерферограмма, Модуль оптической передаточной функции.

Цитирование: Берденников, А. В. Опыт применения неохлаждаемых микролометрических модулей в системе регистрации изображений лазерно-голографического испытательного стенда / А. В. Берденников, А. В. Краснов, А. В. Лукин, А. Н. Мельников, А. Р. Миндубаев, В. В. Старцев // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 211–212.

Представлены результаты экспериментальных исследований разрабатываемого в АО «НПО «ГИПО» лазерно-голографического испытательного стенда, предназначенного для измерения основных параметров объективов в видимой и инфракрасной областях спектра: среднеквадратичного отклонения (СКО) волнового фронта, модуля оптической передаточной функции, числа Штреля, распределения интенсивности в наименьшем кружке рассеяния, а также фокусных расстояний и отрезков. Предусматривается возможность использования осевых синтезированных голограмм в качестве оптических образцов и нуль-корректоров [1]. В системе регистрации изображений стенда используются неохлаждаемые микролометрические модули типа «АСТРОН-640», выпускаемые АО «ОКБ «АСТРОН» [2]. Ранее для аналогичных целей использовались пировидиконные камеры [3].

На рис. 1 приведены аттестационная интерферограмма испытательного стенда с образцовой сферой и результаты расшифровки этой интерферограммы.

В качестве иллюстрации на рис. 2 показана типичная интерферограмма опытного образца инфракрасного (ИК) объектива с результатами её расшифровки.

Интерферограммы (рис. 1а и 2а) получены по схеме интерферометра типа Тваймана-Грина с использованием ИК-лазерного источника излучения с длиной волны $\lambda = 10,6$ мкм и системы регистрации изображений на основе микролометрического модуля. Видно, что качество и контраст интерференционных полос достаточно высоки; это позволяет осуществить автоматизированный вариант расшифровки этих интерферограмм.



а) аттестационная интерферограмма

Рис. 1. Испытательный стенд с образцовой сферой (радиус кривизны сферы 42 мм, световой диаметр сферы 40 мм, алюминиевое оптическое покрытие)

Таблица выходных параметров

1. Отклонения волнового фронта $W(x,y)$:

Максимальное отклонение $W_{max} = 0.136 \lambda$

Минимальное отклонение $W_{min} = -0.159 \lambda$

Среднеквадратичное отклонение $W_{rms} = 0.031 \lambda$

2. Параметры комы W_k и астигматизма W_a :

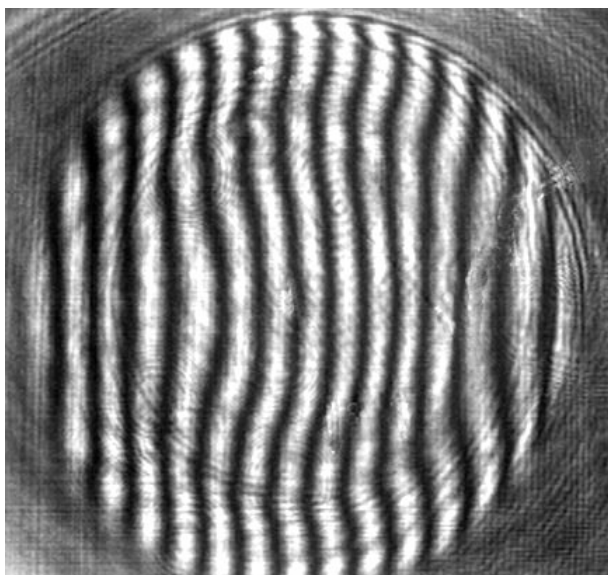
Параметры комы: $b = 0.1003$ $f_k = 36.382$ $(W-W_k)_{rms} = 0.029 \lambda$

Параметры астигм.: $c = -0.0537$ $f_a = -19.41$ $(W-W_a)_{rms} = 0.022 \lambda$

3. Коэффициент Штреля: $KSTR = 0.9511$

Здесь: Длина волны источника излучения
 измерительного интерферометра $\lambda_k = 10.6$ (мкм)
 Рабочая длина волны $\lambda = 10.6$ (мкм)
 Кратность интерферограммы = 2
 Апертурный угол объектива = 2.5 (град.)

б) результаты расшифровки интерферограммы



а) интерферограмма

Рис. 2. Опытный образец ИК-объектива (световой диаметр 50 мм, относительное отверстие 1:1, рабочая спектральная область 8–12 мкм)

Таблица выходных параметров

1. Отклонения волнового фронта $W(x,y)$:

Максимальное отклонение $W_{max} = 0.202 \lambda$

Минимальное отклонение $W_{min} = -0.144 \lambda$

Среднеквадратичное отклонение $W_{rms} = 0.08 \lambda$

2. Параметры комы W_k и астигматизма W_a :

Параметры комы: $b = -0.2266$ $fk = -81.92$ $(W-W_k)_{rms} = 0.075 \lambda$

Параметры астигм.: $c = 0.049$ $fa = -15.29$ $(W-W_a)_{rms} = 0.077 \lambda$

3. Коэффициент Штреля: $KSTR = 0.7654$

Здесь: Длина волны источника излучения
измерительного интерферометра $\lambda_k = 10.6$ (мкм)
Рабочая длина волны $\lambda = 10.6$ (мкм)
Кратность интерферограммы = 2
Апертурный угол объектива = 2.5 (град.)

б) результаты расшифровки интерферограммы

Результаты расшифровки интерферограмм (рис. 1б и 2б) выполнены с использованием автоматизированных средств, разработанных в АО «НПО «ГИПО».

Дифракционный характер распределения освещенности в наименьшем кружке рассеяния, СКО волнового фронта и число Штреля позволяют оценить данный объектив как вполне удовлетворительный по своему оптическому качеству.

Практика свидетельствует, что неохлаждаемые микролометрические модули наиболее полно отвечают требованиям, предъявляемым к системе регистрации изображений стенда по ряду важнейших параметров (пространственное разрешение, спектральный диапазон, компактность), а также по возможностям автоматизации юстировочных операций.

Список источников

- [1] Белозёров, А. Осевые синтезированные голограммные оптические элементы: история развития, применения. Часть I / А. Белозёров, Н. Ларионов, А. Лукин, А. Мельников // Фотоника. — 2014. — № 4. — С. 12–32.
- [2] Каталог продукции АО «ОКБ «АСТРОН» / URL: http://astrohn.ru/files/Catalogue_Detector.pdf.
- [3] Duchitskiy, A. S. Laser-and-holographic complex for technological and certification control of optical elements and objectives in infrared spectral region of 3–12 μm / A. S. Duchitskiy, A. V. Lukin, S. V. Mavrin, A. N. Melnikov // Proc. SPIE. — 2007. — Vol. 6636. — P. 663618.

Experience of uncooled microbolometer modules in the image registration system of the laser and holographic measurement stand

A. V. Berdennikov, A. V. Krasnov, A. V. Lukin, A. N. Melnikov, A. R. Mindubaev, V. V. Startsev

¹ Scientific and Production Association “State Institute of Applied Optics”, Kazan, Russia

² ОКБ “АСТРОН”, Lytkarino, Russia

The paper presents the results of experimental researches of developing in JSC “NPO GIPO” laser and holographic measurement stand. In the image registration system of stand are used uncooled microbolometer modules.

Keywords: Laser and holographic measurement stand, Uncooled microbolometer module, Lens, Interference pattern, Optical transfer function module.

52. Термопластичный вулканизированный уплотнитель для оптических приборов, работающих в жестких условиях

А. Р. Ахметов¹, А. Е. Заикин²

¹ АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

² Казанский государственный технологический университет, Казань, Россия

Исследовали воздействие динамической вулканизации на свойства полимерной смеси гидрированного блок-сополимера стирол-бутадиен-стирол (ГСБС) с полипропиленом (ПП). Использовали различные типы вулканизирующих систем и их количество. Сравнили свойства полученной смеси ГСБС и ПП с термопластичным вулканизатом на основе этиленпропиленового каучука.

Ключевые слова: Термопластичный вулканизат, Уплотнитель, Гидрированный блок-сополимер стирол-бутадиен-стирол, Остаточная деформация сжатия.

Цитирование: Ахметов, А. Р. Термопластичный вулканизированный уплотнитель для оптических приборов, работающих в жестких условиях / А. Р. Ахметов, А. Е. Заикин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 213–214.

При выборе материала уплотнителя при изготовлении оптического прибора требуется знать следующие параметры: степень сжатия уплотнителя при эксплуатации, остаточная деформация сжатия после статической деформации при заданных времени и температуре, а также учитывать, требуется ли стойкость к агрессивным средам, растворителям или углеводородам, условия атмосферы. С развитием космических и авиационных технологий нефте- и рудо-добычи растет спрос на уплотнители нового поколения. В оптических приборах, используемых в жестких условиях, требуется использовать уплотнители, обеспечивающие высокую степень герметичности и длительные сроки эксплуатации. Уплотнители, представленные на рынке, состоят из металлических сплавов или полимерных материалов (резина, термоэластопласт (ТЭП), термопластичный вулканизат (ТПВ)). Однако каждый из этих материалов имеет свои недостатки. Изготовление металлических и резиновых уплотнителей связано с высокими энергетическими затратами. Металлические требуют точной обработки, а при производстве резиновых уплотнителей образуются отходы, которые невозможно переработать без специального оборудования.

ТЭП — это полимерные композиционные смеси с гетерогенной фазой, где термопласт придает прочность и возможность переработки, эластомерная фаза придает упругие и морозостойкие свойства.

За 10 лет ТЭП на основе смеси гидрированных блок-сополимеров стирол-бутадиен-стирол (ГСБС) с полипропиленом (ПП) широко внедрились благодаря высоким механическим свойствам, стойкости к окислительной деструкции и возможности переработки известными способами: прессование, литье под давлением и экструзия. Но они не пригодны для использования в качестве уплотнителей из-за высокой остаточной деформацией сжатия, низкой стойкости к углеводородам и ползучести при высоких температурах.

Динамическая вулканизация известна как явление, изменяющее свойства ТЭП. При динамической

вулканизации ТЭП образуется ТПВ — полимерная гетерогенная смесь, состоящая из термопласта и вулканизированных частиц эластомера. Достаточно глубоко исследовано воздействие динамической вулканизации на примере смеси этиленпропиленового каучука (ЭПДМ) с олефинами. Ученые определили, что при динамической вулканизации смеси ЭПДМ с олефином при изменении различных технологических параметров, рецептуры и природы компонентов происходит улучшение прочности, маслостойкости и остаточной деформации после статической деформации [1–3]. Однако в литературе отсутствуют исследования по воздействию динамической вулканизации ТЭП на основе ГСБС с ПП. Поэтому целью данной работы является исследование влияния динамической вулканизации на свойства смеси ПП с ГСБС.

Смеси на основе ПП с ГСБС получали на смеси-теле фирмы Брабендер при температуре 170 °С и скорости смешения 150 об./мин, объем смесительной камеры — 60 г. В качестве вулканизирующих агентов использовали различные органические пероксиды — ди(tert-бутилпероксиизопропил) бензен, 2,5 диметил-2,5-бис(tert-бутилперокси)гексан, 2,5 диметил-2,5-ди(tert-бутилперокси)гексин-3, tert-бутил кумил пероксид. Вспомогательные агенты — триаллилизотиоцианурат, триаллилцианурат и диметилтриэтиленгликоль. В качестве пластификатора использовали вазелиновое масло марки МХ200, в качестве стабилизаторов — антиоксидант марки Irganox1010 и термостабилизатор марки Irganol68.

Для определения физико-механических свойств из полученных образцов получали пластины размером 120 × 120 × 2 мм при 190 °С, после термостатирования из них вырубали лопатки и провели испытания при скорости разрыва 500 мм/мин (ГОСТ 270–75). Далее из полимерной смеси ГСБС и ПП делали таблетки диаметром 13 мм, высотой 6 мм. Таблетки испытывали на стойкость к статической деформации сжатия при двух условиях по ГОСТ 9.029–74: 1 — температура 125 °С, длительность испытания 500 ч; 2 — температура 70 °С,

длительность испытания 22 ч. Далее провели испытания непереработанного образца на стойкость к маслу марки И-20 при двух условиях: 1 — в течении 163 ч при 125 °С; 2 — в течение 500 ч при 125 °С; провели золь-гель анализ с помощью прибора Сокслета путем экстрагирования ПП о-ксилолом при его температуре кипения.

Введение пероксидов и со-агентов вулканизации в систему ПП и ГСБС при смешении ведет к вулканизации фазы ГСБС и позволяет получить ТПВ. Получены следующие зависимости: влияние количества вулканизирующих компонентов и их природы, соотношение полимеров ГСБС и ПП, содержание масла на физико-механические свойства, остаточную деформацию сжатия (ОДС), предел текучести расплава (ПТР) и

твердость по Шору А. Исследовали морфологию смеси при помощи оптического микроскопа фирмы Кеуенсе, провели дифференциально-сканирующую калориметрию (ДСК) и золь-гель анализ полимерных смесей ГСБС с ПП.

Увеличение количества вулканизирующих компонентов, доли ГСБС и масла значительно снижают ОДС. Сравнили полученную смесь ГСБС/ПП с пространственным ТПВ на основе ЭПДМ/ПП. При длительном испытании ТПВ на основе ГСБС показал лучшие результаты по сравнению с ТПВ на основе ЭПДМ. Таким образом, уплотнители из ТПВ на основе ГСБС и ПП могут стать достойной заменой уплотнителям из ЭПДМ для оптических приборов, используемых в жестких условиях.

Список источников

- [1] **Karger-Kocsis, J.** Thermoplastic rubbers via dynamic vulcanisation / J. Karger-Kocsis, G. O. Shonaike, G. P. Simon // Polymer blends and alloys. — New York, Marcel Dekker, 1999. — P. 125–153.
- [2] **Naskar, K.** Dynamically vulcanized PP/EPDM blends-effects of multifunctional peroxides as crosslinking agents / K.Naskar, J. W. Noordermeer // Rubber chemistry and technology. — 2004. — Vol. 77. — P. 955–971.
- [3] **Naskar, K.** Thermoplastic elastomer based on PP/EPDM blends by dynamic vulcanization — A review / K. Naskar // Rubber chemistry and technology. — 2007. — Vol. 80. — P. 504–510.

Vulcanised thermoplastic seal for optical devices operating in severe environments

A. R. Akhmetov¹, A. E. Zaikin²

¹ Scientific and Production Association “State Institute of Applied Optics”, Kazan, Russia

² Kazan State Technological University, Kazan, Russia

In this paper we have researched the dynamic vulcanization effect on the features of hydrogenated block copolymer styrene-butadiene-styrene (HSBS) polymer blend with polypropylene (PP). We used various types of vulcanizing systems with changing quantity. Besides, we also compared the features of the resulting mixture of HSBS and PP with a thermoplastic vulcanizate based on ethylene-propylene rubber.

Keywords: Thermoplastic vulcanizate, Seal, Hydrogenated styrene-butadiene-styrene block copolymers, Compression set.

53. Профилометрическая и дифрактометрическая характеристика синусоидальных тестовых решеток при производстве конформальных и дифракционных оптических элементов

Д. А. Белоусов, В. П. Корольков, Р. К. Насыров

Институт автоматизации и электротехники Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

Представлены результаты исследования применения тестовых синусоидальных решёток для осуществления профилометрического и дифрактометрического производственного контроля формирования многоуровневого микрорельефа конформальных и дифракционных элементов на каждом технологическом этапе полутоновой растровой фотолитографии. Показано, что использование тестовых решёток синусоидальной формы позволяет получать полные характеристические кривые во всём исследуемом диапазоне формирования микрорельефа.

Ключевые слова: Конформальные оптические элементы, Дифракционные оптические элементы, Растровая полутоновая фотолитография, Оптический контроль, Синусоидальная решётка.

Цитирование: Белоусов, Д. А. Профилометрическая и дифрактометрическая характеристика синусоидальных тестовых решеток при производстве конформальных и дифракционных оптических элементов / Д. А. Белоусов, В. П. Корольков, Р. К. Насыров // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 215–220.

Введение

Основной функцией элементов конформальной и дифракционной оптики является преобразование падающего волнового фронта в волновой фронт с заданными параметрами. Благодаря широким функциональным возможностям, данные элементы находят применения в различных областях промышленности, в частности конформальные оптические элементы используются в качестве корректоров aberrаций активных элементов мощных твердотельных лазеров [1, 2], а элементы дифракционной оптики активно используются в оптических системах [3–5], лазерной обработке материалов [6], измерительной технике [7, 8], биомедицине [9] и т. д. Одним из методов формирования многоуровневого рельефа таких элементов является использование растровой полутоновой технологии [10], которая представляет собой многоступенчатый процесс, включающий в себя: изготовление растрового полутонового фотошаблона; экспонирование с его помощью слоя фоторезиста, нанесённого на материал подложки; проявление фоторезиста; перенос рельефа сформированного в плёнке фоторезиста в материал подложки реактивным ионным травлением. Каждый из перечисленных этапов является критическим, т. е. ошибки, возникшие на одном из этапов не могут быть исправлены в дальнейшем, одной из актуальных задач является разработка методов как промежуточного контроля, осуществляемого во время производственного процесса и обеспечивающего обратную связь (например, для коррекции параметров экспонирования фоторезиста или выявления ошибок расчёта и изготовления растрового полутонового фотошаблона и рекомендаций по их устранению), так и контроля готовой продукции.

Разработка универсальных методов производственного контроля осложняется тем, что элементы конформальной и дифракционной оптики либо индивидуально рассчитываются под решение конкретной за-

дачи, либо представляют собой элементы мелкосерийного производства, что в свою очередь приводит к значительной вариации основных параметров формируемого микрорельефа, таких как глубина и пространственная частота. Кроме того рельеф по всей площади формируемого элемента различен, что значительно усложняет контроль как на стадии изготовления растрового полутонового фотошаблона так и при формировании рельефа в плёнке фоторезиста. При этом, измерение параметров рельефа на промежуточной стадии технологического процесса, при его формировании в слое фоторезиста, с применением интерферометров когерентного света типа Физо [11] (которые позволяют контролировать профиль по всей площади и могут быть использованы для итогового измерения параметров изготовленного элемента [1, 2]), не возможно, в связи с тем, что прозрачная плёнка фоторезиста имеет иной показатель преломления по сравнению с кварцевой подложкой, что приводит к деструктивной интерференции в слое резиста. Интерферометры белого света менее подвержены влиянию деструктивной интерференции за счёт достаточно малой длины когерентности, однако их применение ограничено контролем структур в поле относительно малого размера. В частности, используемый в нашей работе WLI-интерферометр фирмы VMT GmbH позволяет производить измерения в поле шириной 1,4 мм [12].

Использование тестовых решёток для контроля параметров сформированного рельефа

Для осуществления контроля рельефа, сформированного в плёнке фоторезиста при изготовлении конформальных корректоров с помощью WLI-интерферометра, авторами опубликованных ранее работ [1, 2], было предложено использовать тестовую линейную решётку (ТЛР) с кусочно-непрерывным рельефом, расположенную вокруг (вне рабочего поля) изготавливаемого элемента. Глубина ТЛР при этом равна

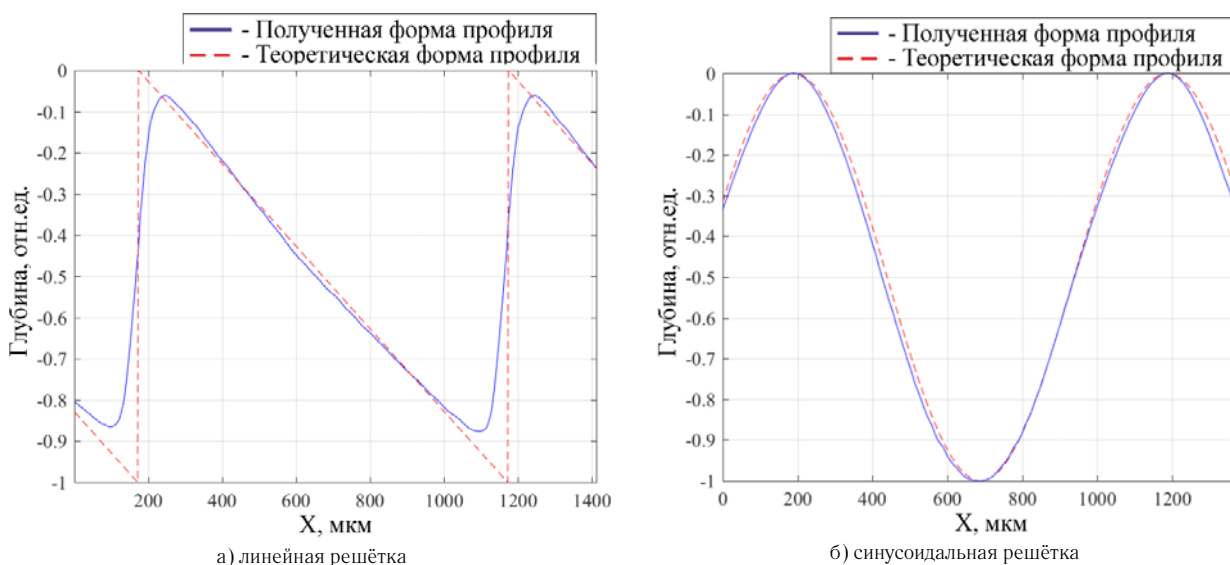


Рис. 1. Сравнение теоретической формы профиля с формой рельефа сформированного в плёнке фоторезиста

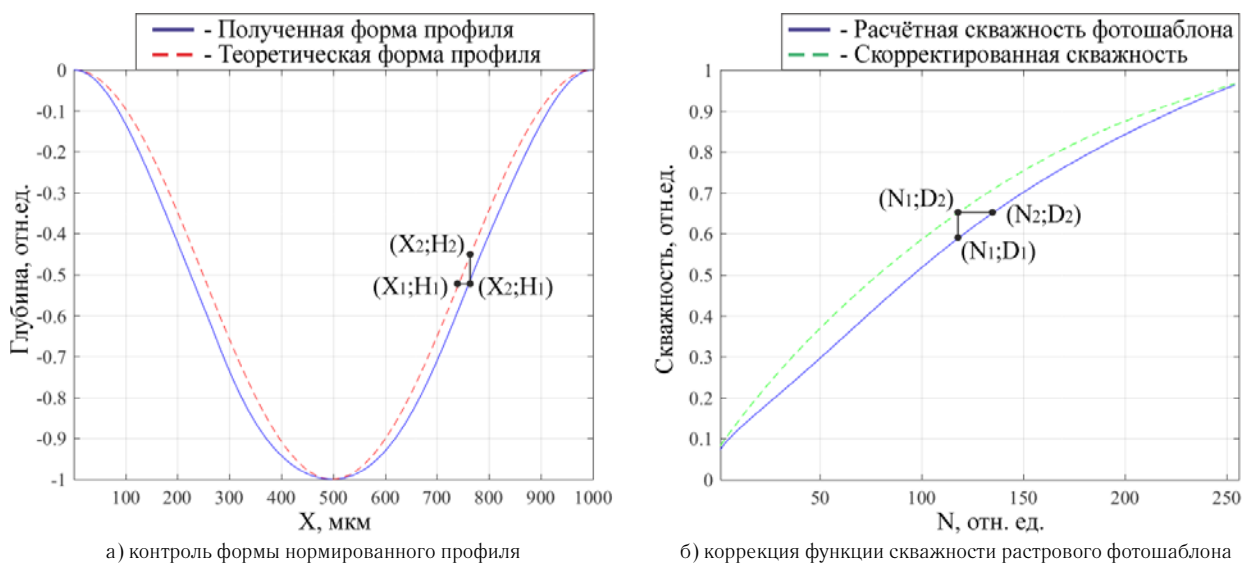
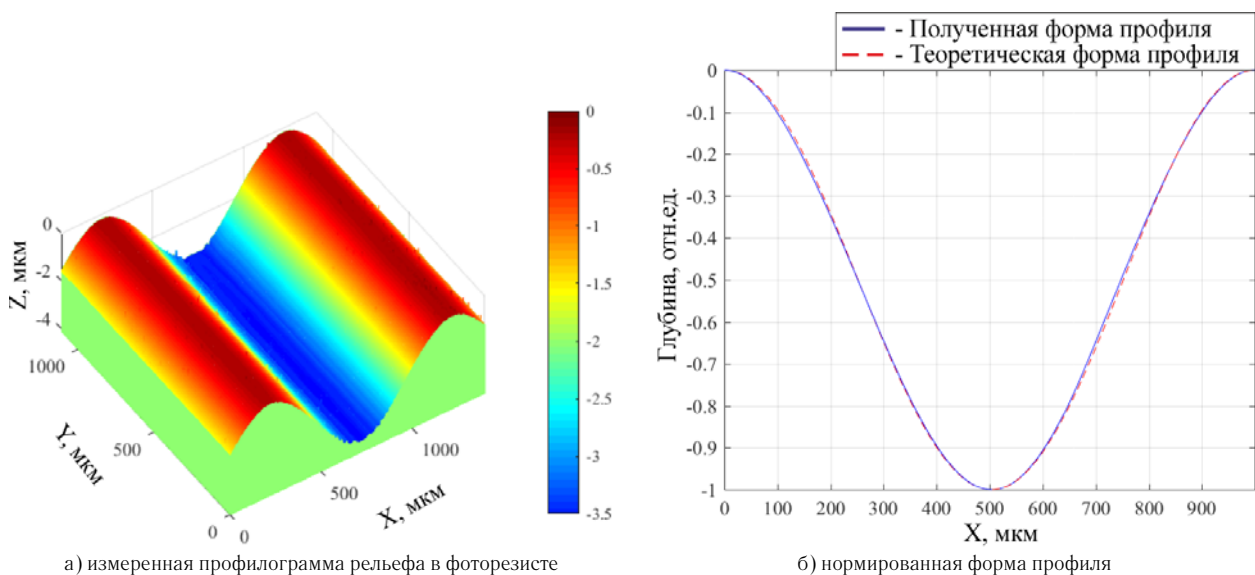


Рис. 2. Коррекция функции сквозности полутонового растрового фотошаблона по данным контроля формы профиля тестовой синусоидальной решётки, сформированной в плёнке фоторезиста

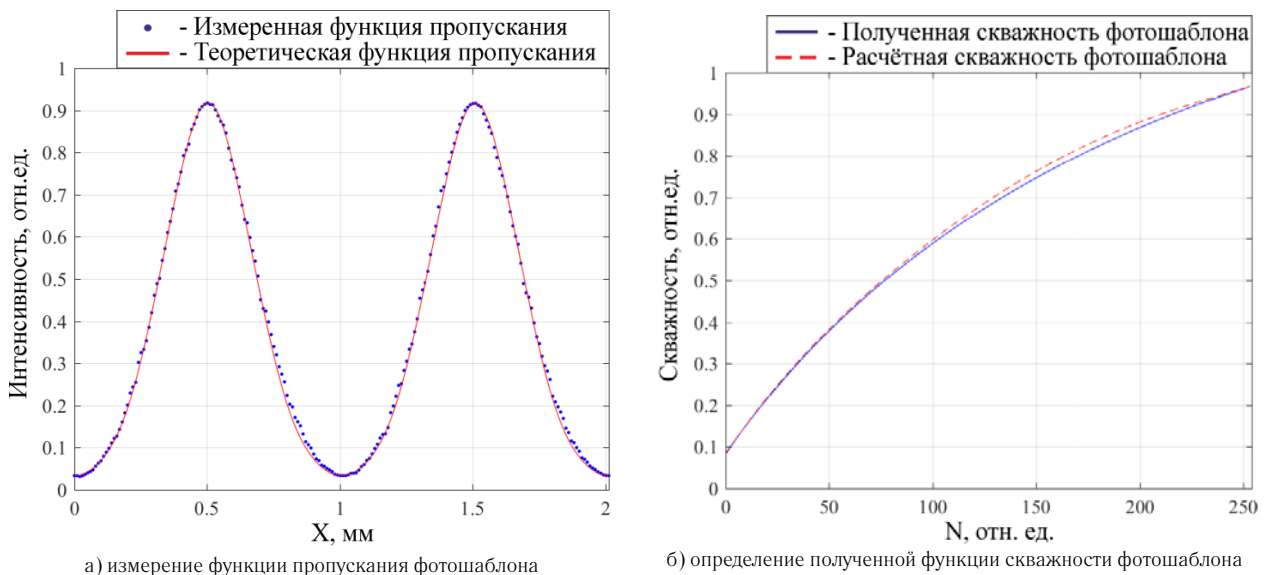
максимально формируемой глубине рельефа изготавливаемого элемента. Период ТЛР выбирается из следующих соображений: 1) возможность регистрации сформированного рельефа на WLI-интерферометре; 2) в формировании рельефа должно участвовать достаточное количество ячеек растрового фотошаблона, для обеспечения обратной связи по коррекции функции его пропуска. С учётом того, что используемый нами WLI-интерферометр позволяет регистрировать рельеф в поле шириной 1,4 мкм, а размер ячейки растрового полутонового фотошаблона составлял 22 мкм, в своей работе мы использовали ТЛР с периодом 1000 мкм. Анализ глубины и формы ТЛР [13] позволяет оценить правильность расчёта и качество изготовления растрового фотошаблона (в случае неудовлетворительных результатов, дать рекомендации для записи нового фотошаблона), а также подбирать параметры экспонирования фоторезиста.

Однако, как показано на рис. 1а, в связи с тем, что при формировании рельефа с помощью полутоновой растровой технологии в процессе экспонирования фотошаблона расположен на значительном расстоянии от плёнки фоторезиста (для устранения переноса структуры растриваемого фотошаблона), сформированный профиль имеет широкий обратный скат. Это приводит к тому, что значительная область, размер которой может достигать порядка 10–15 % от периода ТЛР, не может быть проконтролирована данным методом, а следовательно, в указанных областях отсутствует возможность корректного определения характеристической кривой, необходимой для расчета функции пропуска растрового фотошаблона.

Для решения этой проблемы в качестве тестовой предлагается использовать решётку, имеющую синусоидальный профиль. Как показано на рис. 1б, синусоидальный рельеф, сформированный в плёнке фоторезиста (в своей работе мы использовали резист



а) измеренная профилограмма рельефа в фоторезисте
 б) нормированная форма профиля
 Рис. 3. Контроль формы профиля тестовой синусоидальной решётки сформированной в плёнке фоторезиста полученной с использованием растрового фотошаблона записанного с учётом коррекции функции скважности



а) измерение функции пропускания фотошаблона
 б) определение полученной функции скважности фотошаблона
 Рис. 4. Контроль растрового фотошаблона по анализу области тестовой синусоидальной решётки

ФП-3535 производства компании ФРАСТ-М) методом полутоновой растровой технологии, сопоставим с теоретической формой синусоидальной решётки во всех областях, что позволяет получать полные характеристические кривые, для подбора параметров экспонирования фоторезиста, измерения отклонения полученной формы профиля и коррекции функции пропускания растрового фотошаблона. Растровый полутоновой фотошаблон представляет собой набор ячеек одинакового размера, но с различным заполнением (скважностью), регулируя, таким образом, в каждой своей точке функцию пропускания в процессе экспонирования фоторезиста. На рис. 2а и 2б показан процесс коррекции функции скважности для записи нового растрового фотошаблона по сопоставлению формы тестовой синусоидальной решётки, сформированной в плёнке фоторезиста и теоретической синусоидальной функцией. Процесс коррекции можно описать следующим образом. В

точке X_1 , в которой необходимо получить глубину профиля равную H_1 , была использована ячейка растрового фотошаблона со скважностью D_1 , однако необходимая для данной координаты глубина рельефа была получена в точке X_2 , в которой использовалась ячейка растрового фотошаблона со скважностью D_2 . Следовательно, в скорректированной функции скважности в ячейке N_1 необходимо использовать значение скважности равное D_2 . И так для каждой точки сформированного профиля тестовой синусоидальной решётки.

На рис. 3а и 3б показан сформированный профиль тестовой синусоидальной решётки в плёнке фоторезиста измеренный на WLI-интерферометре и сопоставление его формы с теоретической синусоидальной функцией, при использовании растрового фотошаблона, записанного с учётом коррекции функцией

Табл. 1. Ошибка определения параметров синусоидальной решётки по анализу ДЭ

| Измеряемые дифракционные порядки | Ошибка определения h | | | | Ошибка определения $ a $ | | | |
|----------------------------------|--|--|--|--|--|--|--|--|
| | Длина волны источника $\lambda_1 = 635$ нм | Длина волны источника $\lambda_1 = 635$ нм $\lambda_2 = 532$ нм | Длина волны источника $\lambda_1 = 635$ нм $\lambda_2 = 405$ нм | Длина волны источника $\lambda_1 = 635$ нм $\lambda_2 = 532$ нм $\lambda_3 = 405$ нм | Длина волны источника $\lambda_1 = 635$ нм | Длина волны источника $\lambda_1 = 635$ нм $\lambda_2 = 532$ нм | Длина волны источника $\lambda_1 = 635$ нм $\lambda_2 = 532$ нм | Длина волны источника $\lambda_1 = 635$ нм $\lambda_2 = 532$ нм $\lambda_3 = 405$ нм |
| 0 и 1 | $\pm 0,26 h_{sg}$ | $\pm 0,25 h_{sg}$ | $\pm 0,03 h_{sg}$ | $\pm 0,02 h_{sg}$ | ± 29 % | ± 21 % | ± 8 % | ± 8 % |
| 0, 1 и 2 | $\pm 0,03 h_{sg}$ | $\pm 0,01 h_{sg}$ | $\pm 0,02 h_{sg}$ | $\pm 0,01 h_{sg}$ | ± 20 % | ± 15 % | ± 8 % | ± 8 % |
| 0, 1, 2 и 3 | $\pm 0,03 h_{sg}$ | $\pm 0,01 h_{sg}$ | $\pm 0,02 h_{sg}$ | $\pm 0,01 h_{sg}$ | ± 8 % | ± 6 % | ± 6 % | ± 6 % |
| 0, 1, 2, 3 и 4 | $\pm 0,03 h_{sg}$ | $\pm 0,01 h_{sg}$ | $\pm 0,02 h_{sg}$ | $\pm 0,01 h_{sg}$ | ± 8 % | ± 5 % | ± 5 % | ± 5 % |
| 0, 1, 2, 3, 4 и 5 | $\pm 0,02 h_{sg}$ | $\pm 0,01 h_{sg}$ | $\pm 0,02 h_{sg}$ | $\pm 0,01 h_{sg}$ | ± 8 % | ± 5 % | $\pm 4,5$ % | $\pm 4,5$ % |

скважности (рис. 2б). В то время, как при использовании не скорректированного фотошаблона отклонение формы тестовой синусоидальной решётки для различных параметров экспонирования фоторезиста позволяющих получить глубину рельефа в диапазоне от 3,1 мкм до 3,5 мкм достигало порядка 6,9–8,5 %, использование скорректированного фотошаблона позволило значительно уменьшить отклонение получаемой формы рельефа которое составило 0,9–2,6 %, для тех же параметров экспонирования.

Контроль функции пропускания растрового фотошаблона

Помимо контроля формы профиля, сформированного в плёнке фоторезиста, использование тестовой синусоидальной решётки позволяет осуществлять производственный контроль на стадии записи растрового фотошаблона. Благодаря тому, что функция пропускания фотошаблона, в области, предназначенной для формирования тестовой синусоидальной решётки, меняется плавно, её сканирование пробным лазерным пучком и измерение интенсивности прошедшего излучения (рис. 4а) позволяет получить полную характеристическую кривую полученной функции пропускания и сравнить её с расчётной (рис. 4б).

При использовании ТЛР, данный метод контроля растрового фотошаблона не позволяет получать полную характеристическую кривую функции пропускания. В отличие от синусоидальной тестовой решётки, функция пропускания фотошаблона, в области экстремумов ТЛР меняется скачкообразно. Пробный пучок, с помощью которого осуществляется сканирование при измерении интенсивности прошедшего излучения, имеет размер порядка 5 ячеек фотошаблона. Следовательно, в процессе сканирования, при исследовании области экстремумов тестовой структуры измеренная функция пропускания меняется плавно от минимума к максимуму (или наоборот), образуя подобие обратного ската, что не позволяет осуществлять контроль в этих областях описанным методом.

Дифракционный контроль тестовых синусоидальных решёток

Синусоидальная тестовая решётка имеет ещё одно важное преимущество над ТЛР. Период тестовой решётки не должен превышать минимальный период

формируемого элемента. В случае изготовления конформальных элементов, имеющих достаточно низкую частоту пространственного рельефа, этот факт не несёт особых ограничений, однако при изготовлении многоуровневых дифракционных оптических элементов (МДОЭ), период структуры может быть достаточно мал для измерения профилометрическими методами. При производстве МДОЭ, контроль дифракционной эффективности (ДЭ) изготовленного элемента на прямую, осложняется тем, что измерения необходимо производить в соответствии с расчётно оптической схемой, которая, как правило, не предоставляется заказчиком и на расчётной длине волны, доступ к которой у изготовителя МДОЭ может быть затруднён (например, при изготовлении МДОЭ рассчитанных для работы в ДУФ-диапазоне). В связи с этим для контроля качества изготовленного элемента можно применить дифракционный метод, основанный на измерении ДЭ ряда дифракционных порядков тестовой структуры и определения по полученным данным параметров сформированного микрорельефа. ДЭ зависит от всех параметров профиля решётки, что с одной стороны является плюсом, так как позволяет осуществлять контроль сформированного рельефа, а с другой стороны минусом, так как сложно дифференцировать, какой именно параметр сформированного профиля не соответствует расчётным значениям. В отличие от рельефа ТЛР, описать который можно минимум четырьмя параметрами, такими как период, глубина, скважность, ширина обратного ската, форму синусоидальной тестовой решётки можно описать тремя параметрами:

$$g(x) = \frac{h}{2} \times \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{d} x + a \times \sin \left(\frac{2\pi}{d} x \right) \right) \right), \quad (1)$$

где h — глубина, d — период, a — параметр нелинейности (отклонения формы профиля от синусоиды, который может принимать значения от -1 до $+1$) [14]. Амплитуду дифрагированного поля, для m -го порядка дифракции, в отражённом от синусоидальной решётки свете в скалярном приближении можно записать как

$$U_m = \frac{1}{d} \int_0^d \exp \left\{ -i \times \left(\frac{2\pi m}{d} x - \frac{4\pi}{\lambda} \times g(x) \right) \right\} dx, \quad (2)$$

где λ — длина волны падающего излучения. ДЭ, в таком случае, может быть выражена, как квадрат модуля амплитуды поля.

Период дифракционной решётки может быть с высокой точностью измерен по анализу пространственного распределения дифракционных порядков [15], а в случае контроля тестовой решётки и вовсе может быть с высокой точностью известен без дополнительных измерений. Соответственно остаётся всего два неизвестных параметра влияющих на ДЭ (глубина, и параметр нелинейности). Для того, чтобы иметь возможность однозначно определить параметры микрорельефа, необходимо производить измерение ДЭ нескольких дифракционных порядков, либо использовать при измерении различные длины волн. В табл. 1 показаны результаты моделирования по определению параметров отражающей тестовой синусоидальной решётки с периодом 10 мкм и диапазоном изменения глубины рельефа от $0,2 h_{sg}$ до h_{sg} (где $h_{sg} = 635$ нм) при использовании различных комбинаций длин волн (от одной до трёх длин волн) и при различном количестве измеряемых дифракционных порядков. Погрешность измерения интенсивности при моделировании составляла 5 % (3–5 % — погрешность измерения интенсивности коммерчески доступных измерителей мощности [16]), а минимально измеряемая ДЭ 0,01 %. Из полученных данных видно, что для повышения точности измерения нужно увеличивать либо количество измеряемых дифракционных порядков, либо количество длин волн на которых производится измерение. При этом необходимо учитывать, что измерение ДЭ в реальных условиях может иметь большую погрешность, вызванную различными факторами, такими как ошибка угла падения пробного пучка, флуктуации источника излучения и т. д. Недостатком такого подхода является то, что данный метод позволяет определить только модуль величины параметра нелинейности решётки, т. е. можно определить, на сколько полученный рельеф отклонён от синусоидальной формы, но при этом не известно, выпуклый он или вогнутый. Таким образом, полученные данные ДЭ позволяют достаточно точно определить глубину синусоидальной решётки, но не позволяют в полной мере обеспечить обратную связь для

коррекции формы профиля. Однако, данный метод может быть использован для контроля качества сформированного рельефа.

Заключение

Результаты проведённого исследования показывают, что использование тестовых решёток синусоидальной формы в технологическом процессе формирования микрорельефа методом растровой полутонковой фотолитографии, позволяет получать полные характеристические кривые на всех производственных этапах, начиная от функции пропускания растрового фотошаблона, заканчивая контролем глубины и формы рельефа сформированного как в плёнке фоторезиста, так и в материале кварцевой подложки. В случае формирования рельефа, период которого не может быть измерен профилометрическими методами, формирование тестовой синусоидальной решётки позволяет использовать дифракционный метод контроля многоуровневых элементов. Дифракционный метод даёт возможность оценить такие параметры, как глубина сформированного рельефа и его отклонение от заданной синусоидальной формы, но полученные данные не могут предоставить однозначную информацию для коррекции функции пропускания фотошаблона.

Показано, что полученные профилометрические данные могут быть использованы для подбора параметров экспонирования фоторезиста и дают возможность скорректировать функцию пропускания для записи растрового фотошаблона, позволяющего минимизировать отклонения получаемой формы профиля на этапе его формирования в плёнке фоторезиста. В рамках данной работы с помощью контроля формы рельефа, сформированного в слое фоторезиста, удалось рассчитать параметры функции пропускания растрового фотошаблона, использование которого позволило уменьшить максимальное отклонение формы получаемого профиля до 2,6 %.

Исследование выполнено за счет средств субсидии на финансовое обеспечение выполнения государственного задания (№ гос.регистрации АААА-А17-117052210002-7) в Институте автоматики и электрометрии СО РАН.

Список источников

- [1] **Корольков, В. П.** Конформальные оптические элементы для коррекции искажений волнового фронта в активных элементах YAG: Nd³⁺ / В. П. Корольков, Р. К. Насыров, А. Г. Полещук, Ю. Д. Арапов, А. Ф. Иванов // Квантовая электроника. — 2013. — Том 43. — № 2. — С. 117–121.
- [2] **Korolkov, V. P.** Freeform corrector for laser with large aperture YAG:Nd active element / V. P. Korolkov, R. K. Nasyrov, A. G. Poleshchuk, Y. D. Arapov, A. F. Ivanov // Optical Engineering. — 2014. — Vol. 53. — № 7. — 075105.
- [3] **Слюсарев, Г. Г.** Оптические системы с фазовыми слоями / Г. Г. Слюсарев // ДАН СССР. — 1957. — Том 113. — № 4. — С. 780–782.
- [4] **Денисюк, Ю. Н.** Голографическая коррекция деформационных аберраций главного зеркала телескопа / Ю. Н. Денисюк, С. И. Соскин // Оптика и спектроскопия. — 1971. — Том 31. — № 6. — С. 992–999.
- [5] **Тудоровский, А. И.** Объектив с фазовой пластинкой / А. И. Тудоровский // Оптика и спектроскопия. — 1959. — Том 6. — № 2. — С. 198–210.
- [6] **Сисакян, И. Н.** Технологические возможности применения фокусаторов при лазерной обработке материалов / И. Н. Сисакян, В. П. Шорин, В. А. Сойфер, В. И. Мордасов, В. В. Попов // Компьютерная оптика. — 1988. — Том 3. — С. 94–97.

- [7] **Лукин, А. В.** Голографические методы контроля асферических поверхностей / А. В. Лукин, К. С. Мустафин // Опτικο-механическая промышленность. — 1979. — № 4. — С. 53–59.
- [8] **Коронкевич, В. П.** Лазерные интерферометрические и дифракционные системы / В. П. Коронкевич, А. Г. Полещук, А. Г. Седухин, Г. А. Ленкова // Компьютерная Оптика. — 2010. — Том 34. — № 1. — С. 4–23.
- [9] **Коронкевич, В. П.** Бифокальная дифракционно-рефракционная интраокулярная линза / В. П. Коронкевич, Г. А. Ленкова, И. А. Исакаев, А. И. Малышев, В. А. Попков, Ю. И. Юрлов // Автометрия. — 1997. — № 6. — С. 26–41.
- [10] **Полещук, А. Г.** Изготовление высокоэффективных элементов дифракционной оптики с помощью полутоновой и фоторастровой технологий / А. Г. Полещук // Автометрия. — 1991. — № 6. — С. 54–61.
- [11] Intellium Z100 / URL: <https://sigatec.fr/download/intelliumZ100%20Sigatec.pdf>.
- [12] Site under maintenance | Breitmeier Messtechnik GmbH / URL: <http://breitmeier.de/en/optical-profilometry/wli-lab>.
- [13] **Корольков, В. П.** Характеризация профилограмм кусочно-непрерывного дифракционного микрорельефа / В. П. Корольков, С. В. Остапенко // Оптический журнал. — 2009. — Том 76. — № 7. — С. 34–41.
- [14] **Aubrecht, I.** Profile of relief phase gratings used for uniform multiple beams splitting / I. Aubrecht, M. Miler // Optics Letters. — 1993. — Vol 18. — № 16. — P. 1287–1289.
- [15] **Белоусов, Д. А.** Устройство для регистрации дифракционной картины синтезированных голограмм в широком угловом диапазоне / Д. А. Белоусов, А. Г. Полещук, В. Н. Хомутов // Автометрия. — 2018. — Том 54. — № 2. — С. 35–42.
- [16] Thorlabs Inc. / URL: <https://www.thorlabs.de/drawings/3fc90b9cba1c66f-D89C6807-FBF0-484F-7FADDD6B57AA945/S120C-SpecSheet.pdf>.

Profilometric and diffractometric characterization of sinusoidal test gratings in the production of conformal and diffractive optical elements

D. A. Belousov, V. P. Korolkov, R. K. Nasyrov

Institute of Automation and Electrometry, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, Novosibirsk, Russia

The results of the investigation of the application of sinusoidal grating test patterns for profilometric and diffractometric production inspection of the formation of a multilevel microrelief of conformal and diffractive optical elements at each technological stage of halftone photolithography are presented. It is shown the use of the test gratings with sinusoidal profile makes possible to measure total characteristic curves in the whole depth range.

Keywords: Conformal elements, Diffractive optical elements, Halftone photolithography, Optical inspection, Sinusoidal grating test patterns.

54. Исследование качества бинарных изображений, восстановленных с полутоновых компьютерно-синтезированных голограмм

М. С. Ковалев, П. А. Ручка, Н. Г. Сцепуро, С. Б. Одинокоев

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

Представлен сравнительный анализ методов расчета цифровых голограмм на основе дискретных преобразований для различных типов объектов. Получены качественные результаты синтеза и восстановления голограмм, а также представлены примеры реализации некоторых из рассмотренных видов голограмм. Оценено качество восстановления цифровых голограмм путем вычисления SNR и RMSE.

Ключевые слова: Бинарные изображения, Голография, Компьютерно-синтезированная голограмма, Полутоновая голограмма.

Цитирование: Ковалев, М. С. Исследование качества бинарных изображений, восстановленных с полутоновых компьютерно-синтезированных голограмм / М. С. Ковалев, П. А. Ручка, Н. Г. Сцепуро, С. Б. Одинокоев // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 221–225.

Введение

Бурное развитие современных систем фотоники приводит к постоянному повышению их качества и информационной производительности [1]. В настоящее время эти задачи особенно актуальны ввиду широкого использования различных цифровых методов получения и обработки изображений [2, 3]. Современные системы и электронные вычислительные ресурсы позволили решить проблему формирования и регистрации изображений большой информационной емкости [4] и высокого качества [5] для многих прикладных задач. Однако существует проблема корректной обработки заключенного в таких изображениях огромного объема информации: проблема обработки интерферограмм [6], голограмм и т. д.

Поскольку объектами цифровой обработки служат аналоговые сигналы и поля, то есть непрерывные сигналы, возникают определенные ограничения при построении цифровых представлений таких сигналов и их преобразований. Кроме того, при цифровой обработке больших массивов данных, описывающих изображения и поля, необходимо разрабатывать и применять эффективные теории для реализаций алгоритмов преобразований [7]. Обычно дискретное преобразование сигналов представляют простой заменой интегралов суммами, считая, что эти аппроксимации достаточно точно коррелируют с интегральными представлениями. А при численной реализации того или иного алгоритма преобразования крайне редко ведется учет погрешности самого метода, поскольку из теории обработки цифровых сигналов хорошо известно, что шумы дискретизации и квантования в оптико-электронных приборах существенно меньше других шумов.

Таким образом, первичная задача выбора эффективного метода цифровой обработки полутоновых объектов для различных оптических изображающих систем сводится к анализу уже существующих методов цифрового представления изображений и полей с точки зрения вычислительной сложности, удобства использования и встраивания в цифровую технику, а также оценке качественных характеристик методов:

вносимых погрешностей при дискретном представлении, отношении сигнал-шум.

2. Исходные данные

В данной работе мы будем рассматривать объект как функцию двух переменных, определенную в точках конечного раstra. Исходный объект представляется в виде матрицы размером $M \times N$

$$I_o = [I_o(m, n) | m = \overline{1, M}; n = \overline{1, N}]. \quad (1)$$

Здесь $I_o(m, n)$ — значение атрибута пикселя (интенсивность), зависящее от цветовой модели представления изображения. Для сравнительного анализа известных методов создания цифровых голограмм были выбраны объекты, перечисленные в табл. 1 и на рис. 1

Табл. 1. Объекты кодирования

| Объект | Тип | Размер в пикселях |
|--------|----------------------------|-------------------|
| Bmstu | Binary text | 128 × 128 |
| Plane | Binary contour | 256 × 256 |
| Ghost | Binary high contrast image | 256 × 256 |
| Lena | Grayscale image | 256 × 256 |

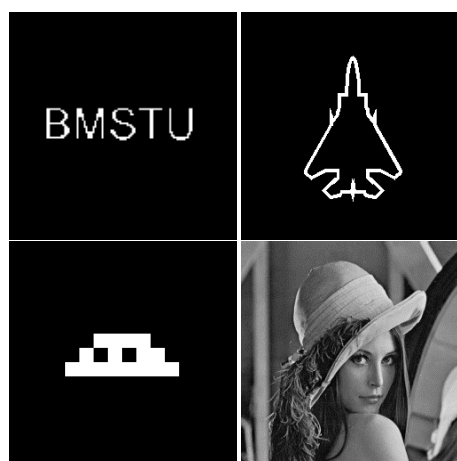


Рис. 1. Объекты кодирования

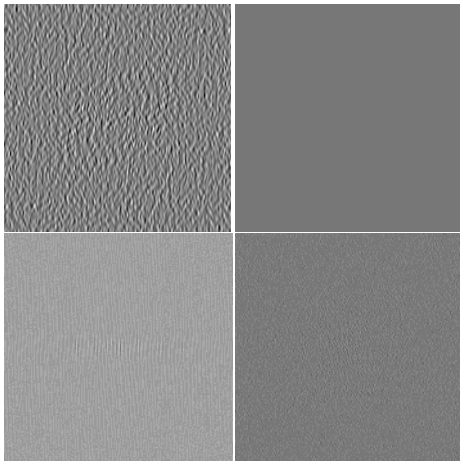


Рис. 2. Голограммы Фурье от объектов

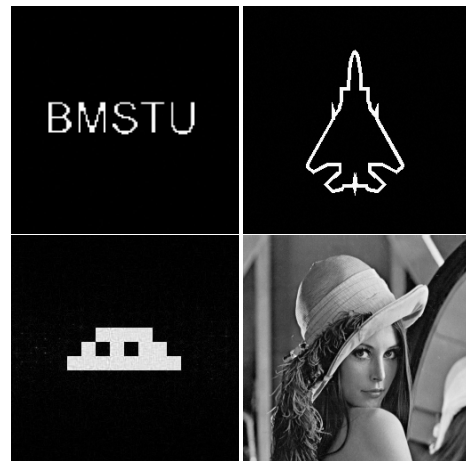


Рис. 3. Результат восстановления

3. Дискретное преобразование Фурье

Дискретное преобразование Фурье (ДПФ) представляет собой разложение конечной последовательности действительных значений в конечную последовательность комплексных значений. В результате синтеза голограммы с использованием данного преобразования можно получить цифровую голограмму Фурье. Данный тип голограмм имеет отличительную особенность, а именно — начальную избыточность, которая возникает в результате комплексного сопряжения двух частей голограммы (косинусная и синусная).

Помимо этой особенности, информация обо всем объекте распределена равномерно по массиву (матрице) компьютерно-синтезированной голограммы (КСГ) Фурье, поэтому каждая точка голограммы несет в себе информацию обо всем объекте, что обеспечивает высокую степень помехозащищенности.

В общем случае дифракционный интеграл Фурье имеет вид

$$U_1(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{+\infty} U(x, y) \exp[-j2\pi(f_x x + f_y y)] dx dy. \quad (1)$$

В цифровом компьютерном синтезе используются только действительные значения спектра двумерного дискретного преобразования Фурье

$$U_1(p, q) = \text{real} \sum_{m=0}^{M-1} \sum_{n=0}^{N-1} I_\varphi(m, n) \exp\left[-j2\pi\left(\frac{mp}{2M} + \frac{nq}{2N}\right)\right]. \quad (2)$$

Для восстановления объекта без потерь необходимо выполнение условий теоремы Котельникова (Найквиста — Шеннона). Следовательно, размер голограммы должен быть не менее $2M \times 2N$.

При синтезе цифровых голограмм независимо от выбранного типа дискретного преобразования необходимо проводить нормировку, которая позволит избежать дополнительных потерь квантования и дискретизации, — приводить значения поля в конкретной точке (пикселе) к интервалу $[0, 255]$.

$$H(p, q) = \text{round} \left\{ 255 \frac{U_1(p, q) - \min[U_1(p, q)]}{\max[U_1(p, q)] - \min[U_1(p, q)]} \right\}. \quad (3)$$

Голограммы, полученные с помощью ДПФ представлены на рис. 2

Результаты восстановления с помощью алгоритма обратного БПФ представлены на рис. 3.

Стоит отметить, что, хотя цифровые голограммы Фурье в настоящее время хорошо изучены [8], все еще остается большой потенциал для применения цифровых методов обработки [9] для улучшения качества восстанавливаемой информации и повышения емкости и других характеристик данного метода.

4. Дискретное косинусное преобразование

Дискретное косинусное преобразование (ДКП) представляет собой разложение последовательности конечного числа точек на сумму косинусоидальных функций, осциллирующих на разных частотах [10]. ДКП является разновидностью дискретного преобразования Фурье, но в основе алгоритма используются только действительные значения.

В ДКП объект рассматривается как совокупность пространственных волн, для которых по различным осям (X и Y) проводится одномерное дискретное преобразование, а по оси Z откладывается значение интенсивности соответствующего пикселя изображения. После использования ДКП на выходе получаем спектральную интерпретацию данного объекта. Это связано с тем, что каждая пространственная волна раскладывается на множество гармоник различных порядков.

В общем случае выражение для ДКП имеет вид

$$U_1(p, q) = C(p)C(q) \times \sum_{m=0}^{N-1} \sum_{n=0}^{N-1} I_0(m, n) \cos\left(\frac{(2m+1)p\pi}{2N}\right) \cos\left(\frac{(2n+1)q\pi}{2N}\right). \quad (4)$$

$$C(i) = \begin{cases} \sqrt{\frac{1}{N}}, & i = 0 \\ \sqrt{\frac{2}{N}}, & i \neq 0 \end{cases}$$

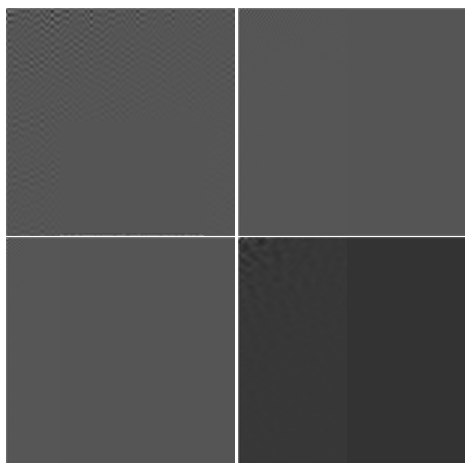


Рис. 4. Косинусные голограммы

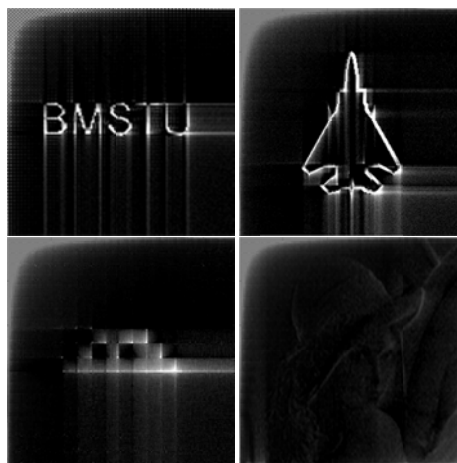


Рис. 5. Результаты восстановления косинусных голограмм

где $i, j, = 0, \dots, N - 1$.

В полученной матрице на рис. 4 коэффициенты распределяются так, что высокочастотные составляющие спектра концентрируются в левом верхнем углу, а низкочастотные — в правом нижнем. Данная матрица коэффициентов обладает свойством некоррелированности — коэффициенты независимы друг от друга, т. е. точность представления одного коэффициента не зависит от любого другого. В результате преобразования основная информация концентрируется в малом количестве коэффициентов, что позволяет нам уменьшить физический размер голограммы при этом сведя потери информации к минимуму.

Голограммы, в основе которых лежит алгоритм дискретного косинусного преобразования, приобретают ряд преимуществ, в частности перед голограммами Фурье:

- исчезает осевая симметрия восстановленного объекта, что обеспечивает двукратное сокращение избыточности (в основе избыточности ДПФ лежит известное свойство комплексного сопряжения, которое выражается в симметрии комплексных коэффициентов);

- перераспределение энергии обеспечивает расширение динамического диапазона восстановленного объекта (при прочих равных условиях);

Стоит отметить, что использование ДКП обеспечивает ускоренное вычисление косинусных голограмм за счет уменьшения количества операций по сравнению с дискретным преобразованием Фурье. Это преимущество ДКП широко известно и используется во многих практических задачах, в которых необходима высокая скорость обработки в сочетании с сохранением качественного представления данных. Однако косинусные голограммы имеют существенный недостаток: из-за особенностей преобразования большая часть информации об объекте кодирования содержится в левом верхнем углу. Соответственно, данный тип голограмм имеет низкую степень помехозащищенности (механические повреждения).

Недостатком ДКП также можно назвать большое количество шумов при работе с объектами с маленьким разрешением.

5. Дискретное преобразование Френеля

Одним из возможных методов создания цифровых голограммных элементов является использование дискретного преобразования Френеля. Из-за высокой вычислительной сложности данный алгоритм используется реже, чем БПФ или ДКП: при расчете интеграла Френеля в дискретной форме в общем случае требуется конструкция из 4-х циклов [11]. Существуют также упрощенные алгоритмы расчета, в том числе и с использованием быстрого преобразования Фурье [12], которые в свою очередь неизбежно приводят к возникновению погрешностей при синтезе голограмм. Тем не менее, даже при этом голограммы Френеля обладают некоторыми преимуществами перед КСГ Фурье и косинусными голограммами.

В общем случае дифракционный интеграл Френеля имеет вид

$$U_1(p, q) = \frac{\exp\{jkz\}}{j\lambda z} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x, y) \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda z} [(x-p)^2 + (y-q)^2]\right\} dx dy. \quad (5)$$

Ядро интеграла (номер) можно представить следующим образом.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} U(x, y) \exp\left\{j \frac{\pi}{\lambda z} [(x-p)^2 + (y-q)^2]\right\} dx dy = \exp\left\{\frac{jk}{2z}(p^2 + q^2)\right\} FFT \left[U(x, y) \exp\left\{\frac{jk}{2z}(x^2 + y^2)\right\} \right]. \quad (6)$$

Реализация интеграла Френеля через БПФ позволяет упростить алгоритм и ускорить вычисление дискретного преобразования Френеля. Конечное выражение для вычисления дискретного преобразования Френеля примет вид

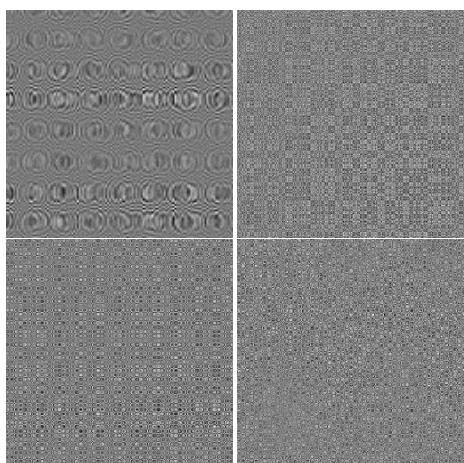


Рис. 6. Голограмма Френеля объектов

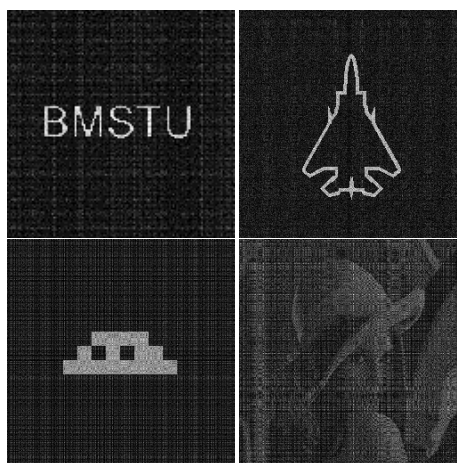


Рис. 7. Результат восстановления голограмм Френеля

$$U_1(p, q) = \frac{\exp\{jkz\}}{j\lambda z} \exp\left\{\frac{jk}{2z}(p^2 + q^2)\right\} \times \text{FFT}\left[U(x, y) \exp\left\{\frac{jk}{2z}(x^2 + y^2)\right\}\right]. \quad (7)$$

Восстановление голограммы производится с использованием формул, полученных из обратного интеграла Френеля аналогичным способом. Результаты восстановления представлены на рис. 7.

По результатам восстановления на рис. 7, принимая во внимание вышесказанное, можно заключить, что голограммы Френеля хорошо работают с изображениями с высоким разрешением, контурными и высококонтрастными изображениями, тогда как для изображений с низким разрешением предпочтительнее использовать КСГ Фурье.

Отличительной особенностью КСГ Френеля является возможность сохранения размеров голограммы равными размеру кодируемого объекта, что невозможно в случае КСГ Фурье.

Оценка качества (точности) дискретных преобразований при синтезе голограмм

Для сравнения качества восстановления голограмм, созданных с использованием описанных выше преобразований, были выбраны следующие показатели: среднее отношение сигнал-шум по изображению, пиковое отношение сигнал шум и среднеквадратичная ошибка, определяемые в соответствии со следующими формулами.

$$PSNR = 10 \log_{10} \left[N \frac{\max(I_r)}{\sum_m \sum_n [I_r(m, n) - I_o(m, n)]^2} \right]. \quad (8)$$

$$SNR = 10 \log_{10} \left[N \frac{\text{mean}(I_r)}{\sum_m \sum_n [I_r(m, n) - I_o(m, n)]^2} \right]. \quad (9)$$

$$RMSE = \sqrt{\frac{\sum_m \sum_n [I_r(m, n) - I_o(m, n)]^2}{(M-1)(N-1)}}. \quad (10)$$

Табл. 2. Параметры оценки качества восстановленных голограмм

| Discrete transform | Object | SNR | PSNR | RMSE |
|--------------------|--------|-------|-------|-------|
| Cosine | BMSTU | 55,3 | 106,6 | 0,110 |
| | PLANE | 62,5 | 107,4 | 0,075 |
| | Lena | 35,0 | 85,8 | 0,219 |
| | ghost | 57,6 | 104,5 | 0,086 |
| Fourier | BMSTU | 83,8 | 159,3 | 0,008 |
| | PLANE | 86,3 | 152,4 | 0,008 |
| | Lena | 126,3 | 144,3 | 0,012 |
| | ghost | 84,6 | 138,6 | 0,016 |
| Fresnel | BMSTU | 69,9 | 113,3 | 0,079 |
| | PLANE | 43,4 | 84,7 | 0,231 |
| | Lena | 63,4 | 95,7 | 0,133 |
| | ghost | 65,2 | 103,6 | 0,090 |

Здесь $I_r(m, n)$ — восстановленное изображение, а $I_o(m, n)$ — исходное изображение.

Поскольку для объекта «Аgnie» не удалось синтезировать голограмму Френеля, этот объект был исключен из конечного сравнения.

В табл. 2 наибольший интерес представляют SNR и RMS: отношение сигнал/шум на практике показывает возникающие шумы на черном фоне, что снижает контраст восстановленного изображения; СКО же оценивает не только ошибку в определении значения амплитуды в конкретном пикселе, но и косвенно указывает на ошибки в передаче положения объекта. Из таблицы видно, что наилучшее качество восстановления обеспечивают КСГ Фурье, что коррелирует с визуальным восприятием восстановленных изображений.

Также можно утверждать, что косинусное преобразование лучше подходит для кодирования изображений в градациях серого, чем преобразование Френеля. Несмотря на то, что восстановленное изображение «Lena» на рис. 7 визуально воспринимается лучше, чем аналогичное на рис. 3, такое изображение имеет больший потенциал для восстановления исходного вида с помощью постобработки. Более низкое значение отношений сигнал-шум для данного изображения обусловлено яркой областью (шумами) в левом верх-

нем углу, характерной для косинусного преобразования. Тогда как СКО показывает, что ошибка в определении интенсивности меньше, чем в случае с преобразованием Френеля.

Заключение

В статье были рассмотрены различные методы синтеза цифровых голограмм, основанные на дискретных преобразованиях: Фурье, Френеля и косинусном. Был проведен сравнительный анализ качества передачи информации при использовании данных преоб-

зований в синтезе голограмм. Анализ показал, что в зависимости от типа решаемой задачи и необходимых характеристик КСГ, каждый из рассмотренных методов может иметь ряд преимуществ над другими, т. е. его использование будет предпочтительным. Стоит также отметить, что достоинством частотных методов встраивания является их относительно хорошая устойчивость к сжатию и шуму. К недостатку стоит отнести высокую вычислительную сложность и слабую устойчивость некоторых методов к геометрическим преобразованиям (масштабирование, поворот и т. д.) и помехам при восстановлении.

Список источников

- [1] **Evtikhiev, N. N.** Informational Optics / N. N. Evtikhiev, O. A. Evtikhieva, I. N. Kompanec, A. E. Krasnov, Yu. N. Kulchin, S. B. Odinsonov, B. S. Rinkevichus // FTP Integration. — 2000.
- [2] **Soifer, V. A.** Methods of Computer Image Processing / V. A. Soifer // Fizmatlit. — 2003.
- [3] **Soifer, V. A.** Diffractive Nanophotonics / V. A. Soifer // Fizmatlit. — 2011.
- [4] **Odinokov, S. B.** Method of computer generation and projection recording of microholograms for holographic memory systems: mathematical modelling and experimental implementation / S. B. Odinsonov, A. Y. Betin, V. I. Bobrinev, N. N. Evtikhiev, A. Y. Zherdev, E. Y. Zlokazov, D. S. Lushnikov, V. V. Markin, R. S. Starikov, S. N. Starikov // Quantum Electronics. — 2013. — Vol. 43 — № 1. — P. 87–89.
- [5] **Soifer, V. A.** Nanophotonics and its application in systems of remote sensing of Earth / V. A. Soifer, E. A. Bezus. — Samara: New technic, 2016.
- [6] **Poleshchuk, A. G.** Laser interferometers for optical surface testing / A. G. Poleshchuk, V. N. Khomutov, A. E. Matochkin, R. K. Nasyrov, V. V. Cherkashin // Photonics Russia. — 2016. — Vol. 58 — № 4. — P. 38–50.
- [7] **Yaroslavsky, L. P.** Introduction to digital image processing / L. P. Yaroslavsky. — Moscow: Sov. Radion, 1979.
- [8] **Betin, A. Y.** Printed grayscale security elements for product labeling / A. Y. Betin, M. S. Kovalev, G. K. Krasin, S. B. Odinsonov, P. A. Ruchka, N. G. Stsepuro. // Photonics Russia. — 2017. — Vol. 5 — P. 74–78.
- [9] **Gonzalez, R.** Digital Image Processing / R. Gonzalez, R. Woods. — Moscow: Technosfera, 2012.
- [10] **Britniak, V.** Discrete cosine and sine transforms / V. Britniak, P. C. Yip, K. P. Rao. — Academic Press, 2006.
- [11] **Almazov, A. A.** Algorithms of calculation of light propagation in the free-space without using FFT algorithm / A. A. Almazov // Computer optics. — 2004. — Vol. 26 — P. 116–118.
- [12] **Mas, D.** Fast algorithms for free-space diffraction patterns calculation / D. Mas, J. Garcia, C. Ferreira, L. M. Bernardo, F. Marinho // Optics Communications. — 1999. — № 164. — P. 233–245.

Discrete representation of holograms of halftone objects

M. S. Kovalev, S. B. Odinsonov, P. A. Ruchka, N. G. Stsepuro
Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

A comparative analysis of methods for calculating digital holograms based on discrete transformations for various types of objects is presented. Qualitative results of synthesis and reconstruction of holograms are obtained, as well as examples of the realization of some of the types of holograms considered. The quality of digital hologram recovery is estimated by calculation of SNR and RMSE.

Keywords: Binary images, Holography, Computer generated images, Grayscale holograms.

55. Измерение фазовых искажений волновых фронтов методами компьютерной голографии

М. С. Ковалев, Г. К. Красин, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Жеревд

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

Фазовые искажения возникают из-за атмосферной турбулентности, условий эксперимента или низкого качества системы формирования изображения. Они могут серьезно ограничить разрешение изображения. Компьютерную голографию можно использовать для доступа к комплекснозначному оптическому полю от объекта под когерентным освещением после обнаружения интерференции интенсивности между объектом и опорными пучками. В этой работе мы разработали подходы к улучшению четкости изображения для измерения фазовых искажений в компьютерной голографии с использованием примера дефокусировочного измерения.

Ключевые слова: Управление лазерным лучом, Адаптивная оптика, Голография, Компьютерно-синтезированная голограмма, Измерение волнового фронта.

Цитирование: Ковалев, М. С. Измерение фазовых искажений волновых фронтов методами компьютерной голографии / М. С. Ковалев, Г. К. Красин, С. Б. Одинокоев, А. Ю. Жеревд // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 226–232.

Введение

Исследования лазерных волновых полей сегодня популярны, поскольку они могут помочь решить многие исследовательские и прикладные задачи в области современных систем фотоники.

Во-первых, это задачи оптической метрологии, в которых должны быть определены некоторые физические характеристики объекта. Это такие характеристики [1–6], как форма поверхности, показатель преломления, оптическая толщина и т. д. Характеристики необходимы для создания точных оптических систем и устройств [7–9] и могут быть определены с помощью измеренных параметров оптической волны от источника излучения, который прошел через объект или отразился от его поверхности. Во-вторых, есть задачи, которые содержат определение характеристик оптического излучения, образованного некоторыми внешними источниками. Эти задачи предшествовали в лазерной физике, где тесты контроля качества необходимы после генерации лазерных лучей [8] и при построении различных адаптивных систем. Кроме того, при решении определенных технических задач необходимо сформировать волновое поле с требуемыми пространственными характеристиками [2, 10–12].

Основной проблемой в исследовании лазерных волновых полей является регистрация их пространственного распределения амплитудно-фазового распределения, поскольку устройства, которые измеряют прямолинейные фазовые искажения, еще не были изобретены. Конечно, в настоящее время существуют некоторые методы, позволяющие зарегистрировать профиль фазового фронта и изучить волновое поле, образованное различными источниками света. Наиболее развитыми устройствами являются интерферометры [6] и датчики, основанные на методах Гартмана [13, 14] и Шака — Гартмана. Самые ценные результаты в исследовании лазерных волновых полей были получены с помощью различных интерферометров. Однако

они могут определять только разность фаз двух когерентных световых пучков. Один из них — эталонный луч, что существенно ограничивает область их применения. Другие фазометрические методы намного хуже по точности с интерферометрическими, а также не дают удовлетворительного решения задачи записи оптического волнового поля. В результате все еще популярна задача изобретения альтернативных методов измерения фазовых искажений светового поля.

Предлагается использовать принципы компьютерной голографии для измерения фазовых искажений [15–21]. Компьютерный синтез голограмм основан на математическом представлении фундаментальных принципов оптической голографии [22]. Синтез начал развиваться одновременно с вычислительной техникой и такими программными инструментами, как быстрая трансформация Фурье.

В настоящее время персональный компьютер и вычислительный инструмент, установленные на нем, позволяют вычислить компьютерные голограммы (КГ) для конкретной задачи. Широко распространено мнение, что преимущество метода компьютерного синтеза заключается в том, что он устраняет необходимость фотохимической записи голограмм. Кроме того, метод позволяет восстановить его численно в реальном времени; улучшить качество восстановленного изображения с помощью многих методов цифровой обработки изображений; и использовать эти динамически изменяющиеся КГ в оптических датчиках и коррекционных системах оптических средств. Возможность использования функции распределения фаз, выражаемой полиномиальным представлением Цернике [23, 24] как виртуальным объектом, позволяет определить интерференционное взаимодействие волновых фронтов аберрации и плоских волн любой сложности. При работе с КГ, записанными на светочувствительном материале, некоторые ограничения появляются из-за небольшого динамического диапазона. Для увеличения диапазона

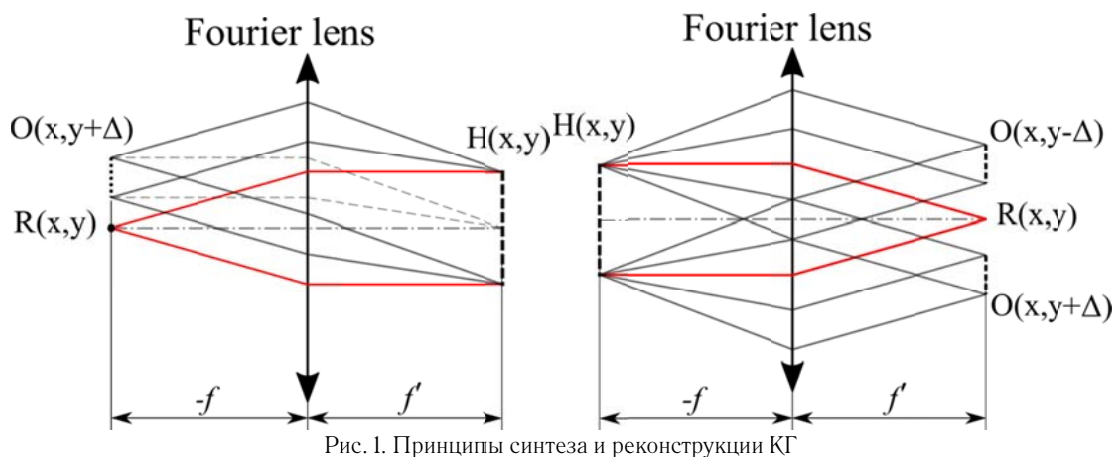


Рис. 1. Принципы синтеза и реконструкции КГ

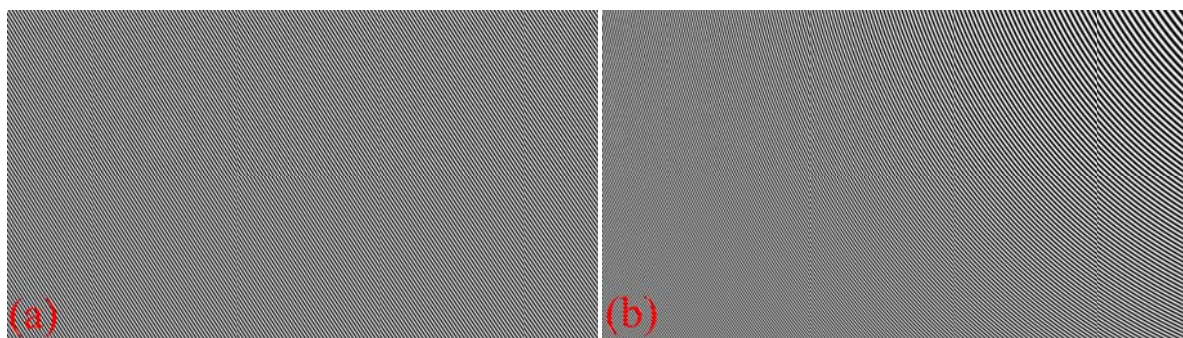


Рис. 2. Амплитуда амплитуды КГ для aberrации дефокусировки с aberrационным значением λ (a) и значением aberrации 15λ (b)

различных aberrаций требуется введение такой динамически меняющейся прозрачности, например, пространственного модулятора света на ЖК-дисплее. В этом случае датчик волнового фронта неизбежно будет подключен к массивному электронному блоку управления; но достигнутая ценность стоит того. Определение aberrаций предназначено для выполнения в соответствии с широко известным принципом «грубо-точной» шкалы, в котором предварительный быстрый анализ определяет тип aberrации, а затем их размер анализируется с точным регулированием.

1. Принципы расчета КГ

КГ — распределение интенсивности от двух волн — эталон $R(x, y)$ и объект $O(x, y)$ волн. Синтез и реконструкция КГ показаны на рис. 1. В этом случае эталонная волна представляет собой aberrированный волновой фронт, объектная волна — поле из точки индикатора. Таким образом, если значение aberrации в падающей волне и КГ сопоставимо, мы получим небольшую индикаторную точку.

Амплитуда функции определяется прозрачностью комбинацией опорного и объектного волн

$$\begin{aligned} I(x, y) &= |O(x, y) + R(x, y)|^2 = \\ &= |R(x, y)|^2 + |O(x, y)|^2 + \\ &+ O(x, y)R^*(x, y) + O^*(x, y)R(x, y), \end{aligned} \quad (1)$$

где $O(x, y)$ — объектная волна, $R(x, y)$ — опорная волна, знак * означает комплексно сопряженный.

$$O(x, y) = |O(x, y)| \exp [i\varphi_0(x, y)] \quad (2)$$

Уравнение (2) показывает сложную амплитуду объектной волны с реальной амплитудой $|O(x, y)|$ и фазе $\varphi_0(x, y)$.

$$R(x, y) = |R(x, y)| \exp [i\varphi_0(x, y)] \quad (3)$$

Уравнение (3) аналогично показывает комплексную амплитуду опорной волны.

Исходный объект волна может быть восстановлена, когда ГК освещается опорной волной. Для восстановления изображения следует умножить записанное ГК, которое интенсивность помех $I(x, y)$ и поле опорной волны $R(x, y)$.

$$\begin{aligned} I(x, y)R(x, y) &= \\ &= |R(x, y)|^2 R(x, y) + |O(x, y)|^2 R(x, y) + \\ &+ O(x, y)R(x, y)|^2 + R^2(x, y)O^*(x, y). \end{aligned} \quad (4)$$

Первый член в правой части уравнения (4) пропорциональна значению $R(x, y)$ опорной волны. Пространственно меняющееся «облако» вокруг первого порядка дифракции описывается вторым членом. Они образуют нулевой порядок дифракции или компонент фона вместе. Третий член, до известного множителя, является точной копией исходного поля $O(x, y)$ и называется виртуальным изображением объекта. Четвертый термин — это другое изображение объекта, которое является реальным изображением.

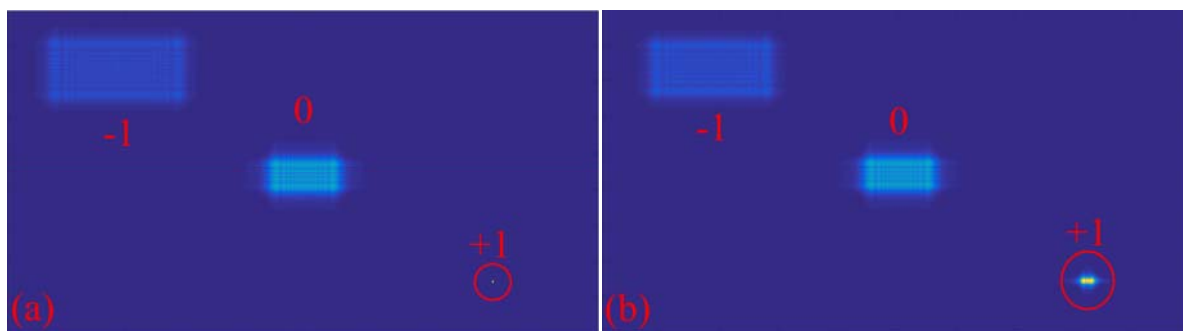


Рис. 3. Реконструированные изображения для 6λ дефокусированной волны и децентрализованной aberrации серого цвета КГ значения 6λ (a) и 5λ (b)

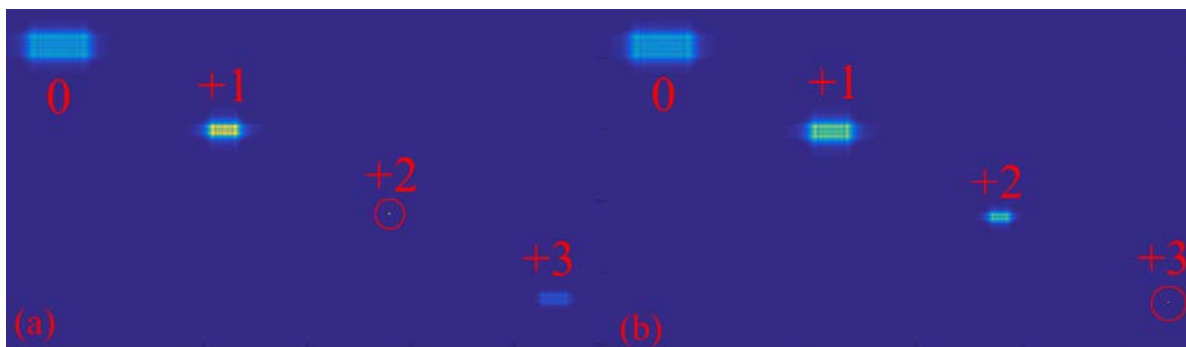


Рис. 4. Реконструированные изображения для дефокусированной aberrации с дефокусировкой волны и фазовой шкалы с сечением 6λ КГ для значений 3λ (a) и 2λ (b)

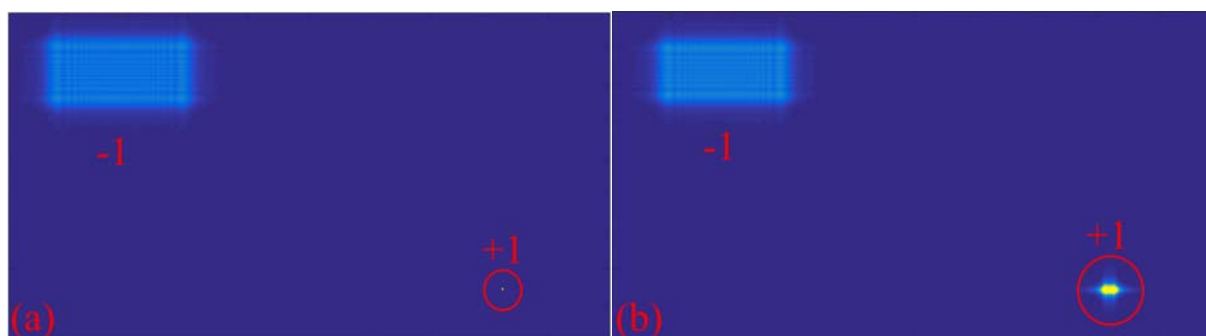


Рис. 5. Реконструированные изображения для 6λ расфокусированной волны и двоичной дефокусирующей aberrации КГ значения 6λ (a) и 5λ (b)

2. Компьютерное моделирование

Была написана программа Matlab для моделирования. В этой программе из приведенных выше формул была рассчитана амплитудная КГ. Объектная волна — это индикаторная точка в массиве нулей. Эталонная волна представляет собой плоскую волну с полиномом Цернике как фазовый множитель внутри. На рис. 2 можно увидеть амплитуду КГ для aberrации дефокусировки. КГ — это дифракционная решетка, на которой применяется многочлен Цернике. Несущая частота дифракционной решетки определяется положением точки индикатора. Чем ближе индикатор к центру, тем ниже несущая частота дифракционной решетки. Но из-за отрицательного эффекта нулевого порядка нельзя поставить точку индикатора слишком близко к центру.

Далее в программе рассчитывается реконструкция такой КГ. Сначала реконструкция КГ была проведена с помощью опорной волны с тем же значением,

как aberrаций в КГ. На рис. 3 можно увидеть результат восстановления амплитуды КГ. В порядке восстановления восстановленного изображения $+1$ видна точка дифракционного размера (рис. 3a). Это означает, что значения aberrации в КГ и в падающей волне совпадают. Затем КГ был изменен для определения минимального обнаруживаемого значения фазового искажения. В этом случае точка индикатора была размыта (рис. 3b). Минимальное детектируемое значение фазового искажения составляло $\lambda/35$. Это значение является постоянным для всего динамического диапазона, который был проверен путем моделирования от $0,01\lambda$ до 10λ .

Реконструируя амплитудные КГ, можно получить три порядка дифракции. Нулевой порядок, который не содержит никакой полезной информации и ± 1 дифракционных заказов (рис. 3). Реконструируя фазовые КГ,

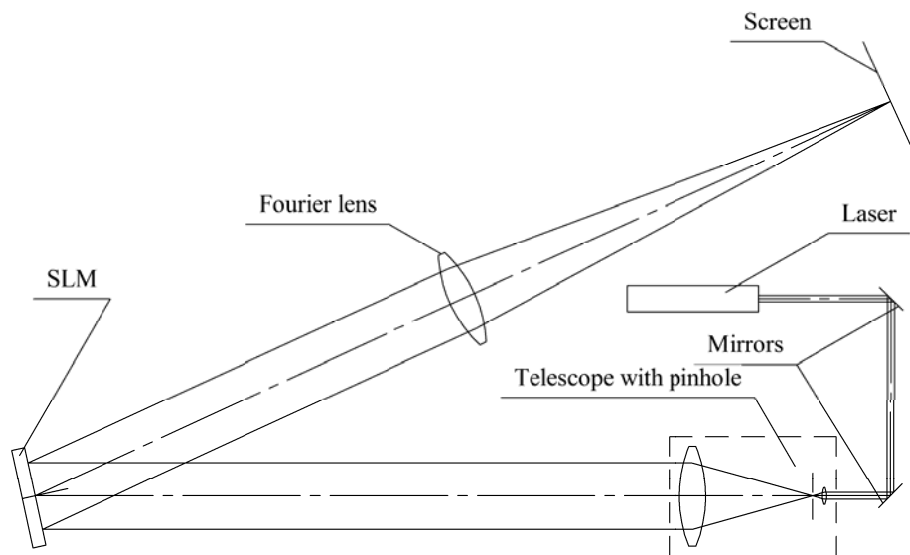


Рис. 6. Оптическая схема экспериментальной установки

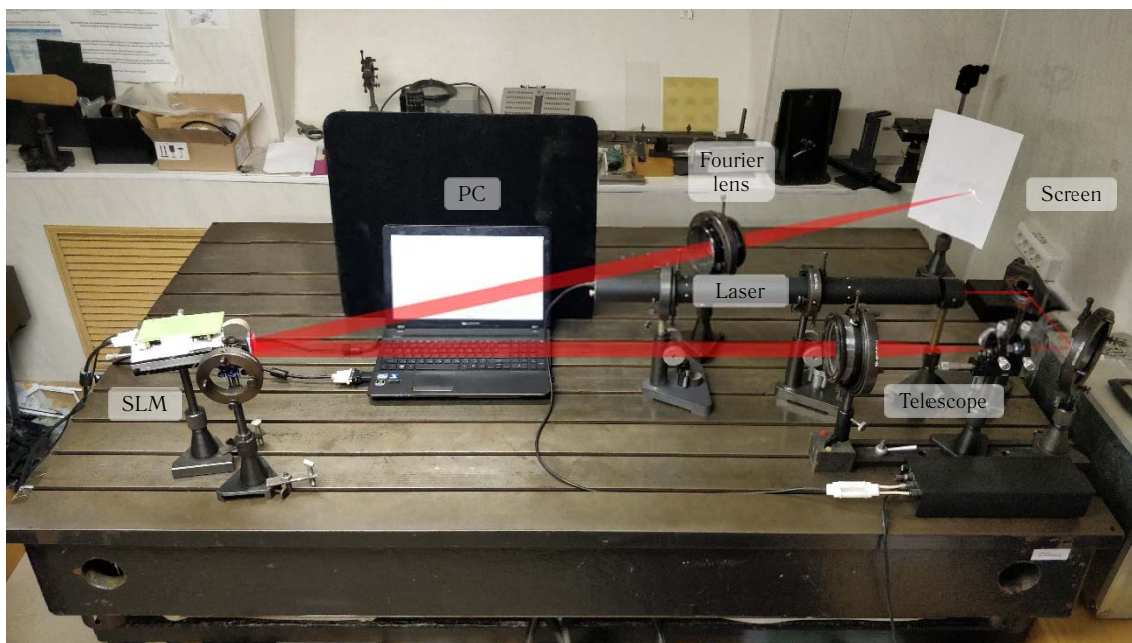


Рис. 7. Фото экспериментальной установки

можно получить более дифракционные порядки. В случае фазовых КГ было обнаружено новое явление, которое может быть применено к измерению aberrации. Точка индикатора перемещается до +2 порядка (рис. 4а), когда фаза КГ освещается опорной волной с величиной aberrаций в два раза больше, чем в ГК. Точка индикатора переходит к +3, порядка (рис. 4б), когда величина aberrации в опорных волнах в три раза больше. Кроме того, эффективность дифракции падает, и становится невозможным распознать изображение точки индикатора. С помощью этого явления можно ускорить алгоритм измерения aberrаций.

Из рис. 2 видно, что КГ имеют оттенки серого. Мы также заключили моделирование с помощью бинарных КГ. Результат показан на рис. 5. В этом случае минимальное обнаружимое значение фазового искажения остается неизменным, хотя коэффициент дифракции увеличился. Также исчез нулевой порядок дифракции,

а также все четные порядки. Это означает, что вся энергия распределяется по неравномерным порядкам дифракции. Не удалось повторить эксперимент с перемещением указательной точки в дифракционных порядках с бинарными КГ. Однако бинарные КГ могут упростить физические эксперименты. Необходимо знать фазовую характеристику пространственного модулятора света при использовании градаций серого КГ. Хотя для двоичных КГ нет такой проблемы. Таким образом, бинарные КГ, в дополнение к усиленной дифракционной эффективности, являются предпочтительными для использования в дальнейших физических экспериментах.

КГ были рассчитаны для четырех различных типов aberrаций: дефокусировки, комы, астигматизма и сферической aberrации. И указанное выше явление



Рис. 8. Точка фокусировки для плоской волны (а) и для волны с отклоняющейся aberrацией 5λ (b) с отсутствием КГ на SLM

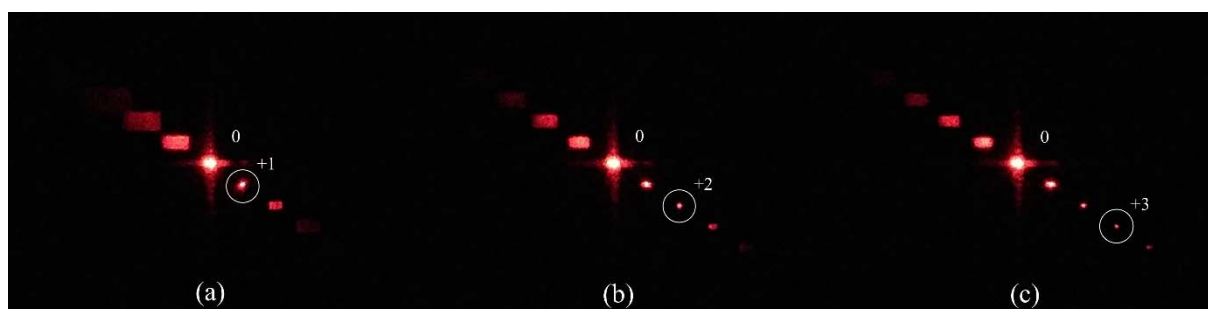


Рис. 9. Реконструированные изображения для дефокусирующей aberrации с расфокусированным волновым и серо-серого цвета для 6λ ГК значений 6λ (а), 3λ (b) и 2λ (с)

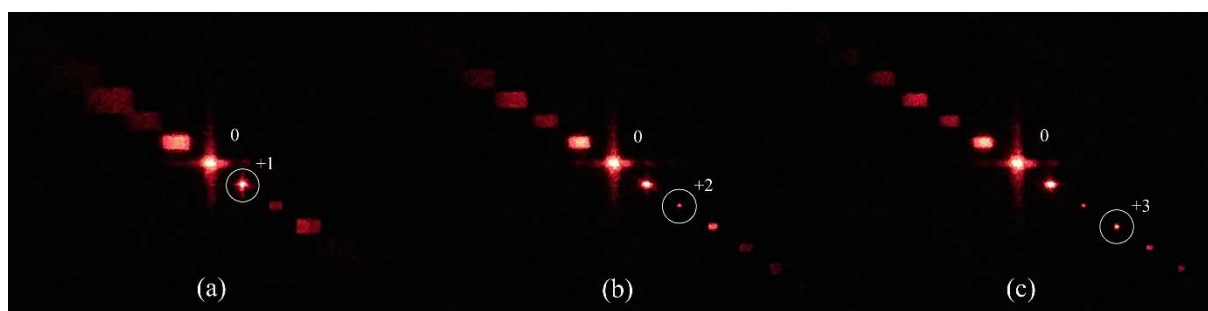


Рис. 10. Реконструированные изображения для 6λ расфокусированной волны и двоичной дефокусирующей aberrации ГК значений 6λ (а), 3λ (b) и 2λ (с)

было получено для всех из них. Но для абсорбции дефокусировки были выполнены дальнейшие эксперименты из-за простоты введения в оптическую схему.

3. Экспериментальные исследования

Для изучения предложенного метода была разработана экспериментальная оптическая установка. Оптическая схема этой стойки показана на рис. 6. Экспериментальная установка состоит из лазера, телескопической расширяющейся системы с отверстием, дисплеем, Фурье-объективом и экраном.

Лазерный свет, отраженный двумя зеркалами, падает на телескопическую систему. Телескоп расширяет диаметр световой волны до размера SLM. Пинхол используется для очистки волны и формирования плоского волнового фронта с aberrациями менее $0,01\lambda$. Следующая волна падает на SLM, где отображаются КГ. В конце экран помещается в фокальную плоскость линзы Фурье. Реконструированное изображение расположено на экране.

Экспериментальная установка показана на рис. 7. Мы используем He-Ne-лазер с длиной волны 633 нм.

Телескопическая система состоит из объектива с микроскопом $20\times$, просвета 20 мкм и объектива с фокусным расстоянием 250 мм. SLM PLUTO VIS (420 – 650 нм) использовался для отображения КГ. Объектив Фурье имеет фокусное расстояние 1000 мм.

Во время экспериментальных исследований расчетные КГ отображались на SLM, а восстановленные изображения были захвачены камерой. Мы изучаем три градиционных шкалы КГ (рис 9) и три бинарных КГ (рис. 10). Перед экспериментами фиксировалось изображение точки фокусировки плоской волны и aberrированной точки фокусировки волны (рис. 8). В то время как мы исследовали фокусирующую точку, в SLM отображалось сплошное белое поле.

На рис. 8 видно, что плоская волна без aberrаций имеет узкую фокусирующую точку с поперечным сечением, обусловленную дифракцией на апертуре SLM (рис. 8a). Дифракционные порядки, вызванные дифракцией в структуре SLM, выходят за пределы поля изображения. Затем мы добавляем дефокусирующую aberrацию в волне, перемещая объектив микроскопа с отверстием от второй линзы вдоль оптической оси.

Добавление дефокусировки приводит к размытию точки фокусировки и креста (рис. 8b).

Значение опорной волны расфокусировка 6λ . Дальнейшие эксперименты проводили с этой расфокусировкой опорной волной и КГ отображается на SLM. Изображения, восстановленные из полутонных шкал КГ для дефокусировки 6λ , 3λ , 2λ дефокусировочной волной, показаны на рис. 9. Реконструированное изображение для дефокусирующей КГ 6λ имеет индикаторную точку в порядке $+1$, как и ожидалось (рис. 9a). Точка индикатора имеет форму узкой точки с наименьшим диаметром. Все остальные заказы имеют прямоугольную форму большего размера. Реконструированные изображения для 3λ и 2λ дефокусирующих градаций серого КГ имеют контрольные точки в точках $+2$ и $+3$ порядка (рис. 9b и 9c).

Изображения, восстановленные из бинарных ГК для дефокусировки 6λ , 3λ , 2λ дефокусировочной волной, показаны на рис. 10. Реконструированное изображение для 6λ дефокусировки ГК имеет индикаторную точку в порядке $+1$ (рис. 10a). Для двоичных ГК восстановленные изображения имеют большее количество видимых порядков из-за более низкого энергетического уровня точки нулевого порядка.

Восстановленное изображение для 3λ дефокусирующих двоичных ГК имеет индикаторную точку в порядке $+2$ (рис. 10b), но эта точка имеет низкий уровень,

так как это четный порядок. Восстановленное изображение для 2λ дефокусирующих двоичных ГК должно иметь индикаторную точку в $+3$ -ом порядке (рис. 10c), но точка порядка $+2$ все еще имеет меньший диаметр после меньшего энергетического уровня.

Заключение

Предложен новый метод измерения аберрации плоской волны. Метод основан на теоретически описываемом и рассчитанном явлении смещения индикаторной точки на более высокие порядки дифракции, а волновая аберрация контролируется с установкой КГ на значение делителя. Это явление рассчитано для градаций серого и бинарной КГ. Двоичная КГ демонстрирует более высокую эффективность дифракции, но даже точки порядка дифракции в восстановленном изображении имеют более низкий уровень энергии по сравнению с точками нечетного порядка. Это затрудняет автоматическое измерение по сравнению с КГ в оттенках серого. В градациях серого КГ показано расчетное поведение, и измерение аберрации волны может быть обработано в более высоких порядках дифракции восстановленного изображения для увеличения разрешения аберрации.

Благодарность

Эта работа была выполнена в МГТУ им. Баумана при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках соглашения № 14.577.21.0258 (грант № RFMEFI57715X0258).

Список источников

- [1] **Poleshchuk, A. G.** Interferometric testing of steep cylindrical surfaces with on-axis / A. G. Poleshchuk, R. K. Nasyrov, J. M. Asfour // *Computer Optics*. — 2016. — Vol. 40. — № 5. — P. 625–628.
- [2] **Rozhkov, O. V.** Bauman MSTU scientific school “zoom lens design”: Features of theory and practice. / O. V. Rozhkov, D. E. Piskunov, P. A. Nosov, V. Y. Pavlov, A. M. Khorokhorov, A. F. Shirankov // *Computer Optics*. — 2018. — Vol. 42. — № 1. — P. 72–83.
- [3] **Machikhin, A.** Aberration analysis of AOTF-based spectral imaging systems / A. Machikhin, V. Batshev, V. Pozhar // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 2017. — Vol. 34. — P. 1109–13.
- [4] **Denisov, D. G.** Error analysis in digital processing of the results of interferometric control of nano-scale local deviations of optical surfaces / D. G. Denisov // *Computer Optics*. — 2017. — Vol. 41. — № 6. — P. 820–30.
- [5] **Gladysheva, Y. V.** Algorithm for reconstructing a profile of a flat high-precision optical surface / Y. V. Gladysheva, I. V. Zhivotovskii, D. G. Denisov, N. V. Baryshnikov // *Measuring technique*. — 2016. — Vol. 2. — P. 28–32.
- [6] **Poleshchuk, A.** Laser interferometers for control of optical surface shape / A. Poleshchuk, V. Khomutov, A. Matochkin, R. Nasyrov, V. Cherkashin // *Photonics*. — 2016. — Vol. 4. — P. 38–51.
- [7] **Fernandez, T. T.** Thermo-optical and lasing characteristics of Cr₂-doped CdSe single crystal as tunable coherent source in the mid-infrared / T. T. Fernandez et al. — *Opt. Mater. Express*. — 2017. — Vol. 7. — P. 3815–25.
- [8] **Katyba, G. M.** Technological aspects of manufacturing terahertz photonic crystal waveguides based on sapphire shaped crystals / G. M. Katyba, K. I. Zaytsev, S. N. Rossolenko, I. A. Shikunova, S. L. Shikunov, D. O. Stryukov, S. O. Yurchenko, V. N. Kurlov // *Proc. SPIE Optical Methods for Inspection, Characterization, and Imaging of Biomaterials III (Munich)*. — 2017. — Vol. 10333. — P. 103331C.
- [9] **Shikunova, I. A.** Neurosurgical sapphire handheld probe for intraoperative optical diagnostics, laser coagulation and aspiration of malignant brain tissue / I. A. Shikunova, K. I. Zaytsev, D. O. Stryukov, E. N. Dubyanskaya, V. N. Kurlov // *Proc. SPIE, Clinical and Preclinical Optical Diagnostics (Munich)*. — 2017. — Vol. 10411. — P. 104110Q.
- [10] **Nosov, P. A.** Aberrational synthesis of optical systems intended for the conversion of laser beams / P. A. Nosov, V. Y. Pavlov, I. I. Pakhomov, A. F. Shirankov. — Saint Petersburg: *Journal of Optical Technology*. — Vol. 78. — № 9. — P. 34–44.
- [11] **Pakhomov, I. I.** Description, calculation, and analysis of the distortions of multimode laser beams / I. I. Pakhomov, A. F. Shirankov, P. A. Nosov // *Saint Petersburg: Journal of Optical Technology*. — 2010. — Vol. 77. — № 2. — P. 3743.
- [12] **Anikanov, A. G.** Structural synthesis of laser optical systems when their parameters are restricted / A. G. Anikanov, I. I. Pakhomov, A. F. Shirankov // *Saint Petersburg: Journal of Optical Technology*. — Vol. 77. — № 2. — P. 3036.
- [13] **Poleshchuk, A. G.** Hartmann wavefront sensor based on multielement amplitude masks with apodized apertures / A. G. Poleshchuk, A. G. Sedukhin, V. I. Trunov, V. G. Maksimov // *Computer Optics*. — 2014. — Vol. 38. — № 4. — P. 695–703.

- [14] **Druzhin, V. V.** Hartmann method for monitoring the shape of convex aspheric mirrors of large optical telescopes / V. V. Druzhin, D. T. Puryaev // J. Opt. Technol. — 2007. — Vol. 74. — P. 794–6.
- [15] **Kovalev, M. S.** / M. S. Kovalev, G. K. Krasin, P. I. Malinina, S. B. Odinson, H. R. Sagatelyan // J. Phys.: Conf. Ser. — 2016. — Vol. 737. — P. 012064.
- [16] **Bobrinev, V. I.** / V. I. Bobrinev, M. L. Galkin, M. S. Kovalev, P. I. Malinina, S. B. Odinson // Avtometriya. — 2018. — Vol. 54. — № 1. — P. 31–37.
- [17] **Kovalev, M. S.** The Calculation of the Diffraction Integral Using Chebyshev Polynomials / M. S. Kovalev, G. K. Krasin, P. A. Nosov, S. B. Odinson, I. Y. Filippov // Engineering Research. — 2017. — Vol. 12. — № 23. — P. 13303–09.
- [18] **Gorelaya, A.** Advanced holographic wavefront sensors / A. Gorelaya, M. Kovalev, P. Malinina, S. Odinson, M. Soloviev, A. Sevryugin, V. Venediktov // SPIE Conf. Proc. (Prague). — 2017. — Vol. 10233. — P. 102330Z.
- [19] **Kodatskiy, B.** Recent progress in holographic wavefront sensing / B. Kodatskiy, M. S. Kovalev, P. I. Malinina, S. B. Odinson, M. Soloviev, V. Y. Venediktov // SPIE Conf. Proc. (Beijing). — Vol. 10022. — P. 1002219.
- [20] **Kodatskiy, B.** Holography in Holographic Wavefront Sensors / B. Kodatskiy, M. S. Kovalev, P. I. Malinina, S. B. Odinson, M. Soloviev, V. Y. Venediktov // SPIE Conf. Proc. — Edinburgh, 2016. — Vol. 10002. — P. 100020K.
- [21] **Orlov, V. V.** Holographic mode wavefront sensor with an enlarged number of measured modes / V. V. Orlov // Quantum Electronics. — 2017. — Vol. 47. — № 8. — P. 773–6.
- [22] **Goodman, J. W.** Introduction to Fourier optics / J. W. Goodman. — Englewood Colorado: Roberts and Co.
- [23] **Hopkins, H. H.** Wave theory of aberrations / H. H. Hopkins. — New York: Oxford Univ. Press, 1949.
- [24] **Born, M.** Principles of optics / M. Born, E. Wolf. — Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2003. — P. 203–218.

Measuring defocusing using computer holography

M. S. Kovalev, G. K. Krasin, S. B. Odinson, A. Y. Zherdev
Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

The phase distortions arise due to the atmospheric turbulence, the experimental conditions or a low quality of the imaging system. They can seriously limit the resolution of the image. Phase distortions can be spatially dependent, which means that a linear space-invariant transfer function cannot completely correct all phase errors in the field of view. Computer holography can be used to access a complex-valued optical field from an object under coherent illumination after detecting interference of intensity between the object and the reference beams. In this work, we developed approaches to improve image sharpness to measure phase distortions in computer holography using the example of defocusing measurement. Image enhancement algorithms use a nonlinear optimization procedure to determine and measure phase distortions to form a reconstructed image at a high resolution. Our work was focused on numerical modelling, developing algorithms and conducting laboratory experiment.

Keywords: Laser beam control, Adaptive optics, Holography, Computer-synthesized hologram, Wavefront measurement.

56. Анализ допусков в схеме спектрографа с мультиплексированным диспергирующим элементом

Э. Муслимов^{1,2}, А. Дзанутта³, А. Бианко³, Г. Валявин⁴, С. Фабрика⁴, Н. Павлычева², И. Гуськов²

¹ Университет Экс-Марсель, Национальный центр научных исследований, Национальный центр космических исследований, Астрофизическая лаборатория Марселя, Марсель, Франция

² Казанский национальный исследовательский технический университет имени А. Н. Туполева — КАИ, Казань, Россия

³ Национальный институт астрофизики, Обсерватория Брера, Милан, Италия

⁴ Специальная астрофизическая обсерватория Российской академии наук, Нижний Архыз, Россия

В настоящей статье приведены результаты расчета допусков на конструктивные параметры мультиплексированного диспергирующего узла для астрономического спектрографа. Спектрограф работает в видимой области 444–706 нм со спектральной разрешающей способностью $R \approx 5\,000$ и за счет использования нового принципа построения диспергирующего элемента имеет повышенное пропускание оптического тракта. Показано что расчет допусков в такой схеме необходимо проводить дважды — с использованием критериев качества изображения и дифракционной эффективности.

Ключевые слова: Объемно-фазовая голограммная решетка, Спектрограф, Мультиплексированный диспергирующий элемент, Дифракционная эффективность.

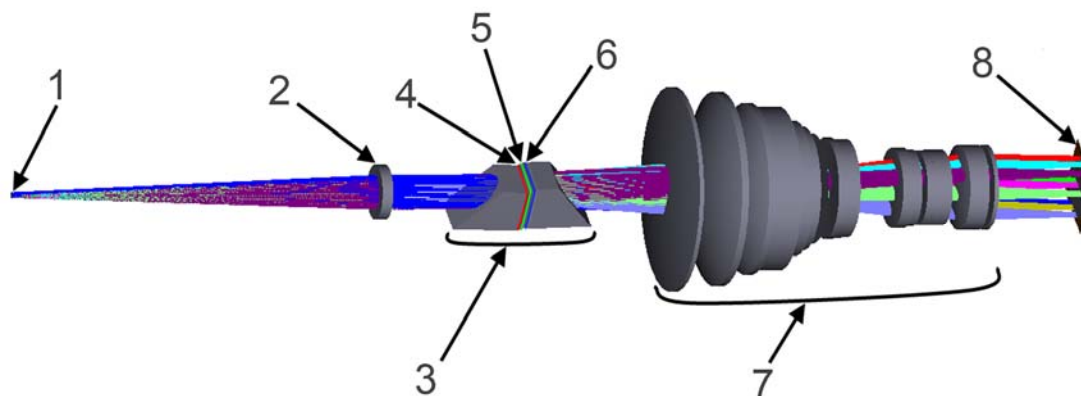
Цитирование: Муслимов, Э. Анализ допусков в схеме спектрографа с мультиплексированным диспергирующим элементом / Э. Муслимов, А. Дзанутта, А. Бианко, Г. Валявин, С. Фабрика, Н. Павлычева, И. Гуськов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 233–235.

Введение

Функциональные возможности современных спектральных приборов во многом определяются характеристиками их диспергирующих элементов. Следовательно, существенное повышение ключевых характеристик спектрального прибора возможно при использовании новых типов диспергирующих элементов и новых принципов их построения. Их применение наиболее востребовано в приборах для научных исследований, в частности, в астрономических спектрографах.

Новые фотополимерные материалы, используемые для объемной голографии (например, BayfolTM [1]) отличаются простотой в обработке, устойчивостью к внешним воздействиям и возможностью точного контроля глубины модуляции показателя преломления. Их

применение делает практически осуществимыми новые типы голограммных оптических элементов и узлов, в частности, мультиплексированных диспергирующих элементов. Такой элемент представляет собой набор расположенных друг за другом объемно-фазовых голограммных дифракционных решеток, склеенных вместе. Каждая из дифракционных решеток обладает высокой дифракционной эффективностью в узком спектральном диапазоне и формирует изображение спектра в его пределах. За счет разворота решеток относительно горизонтальной оси изображения спектров разделяются. Как правило, мультиплексированный элемент дополняют двумя призмами для реализации схемы нулевого отклонения (полученный элемент также называют гризмой). Концепция расчета и применения подобных элементов подробно изложена в [2].



1 — входная щель; 2 — коллиматор; 3 — диспергирующий элемент; 4 — «красная» дифракционная решетка; 5 — «зеленая» дифракционная решетка; 6 — «синяя» дифракционная решетка; 7 — камерный объектив; 8 — плоскость ПЗС-матрицы.

Рис. 1. Оптическая схема спектрографа с мультиплексированным диспергирующим элементом

Ранее подобный подход был предложен в [3], а его преимущества экспериментально продемонстрированы в [4].

Настоящая работа относится к проекту нового спектрографа видимого диапазона для 1-м телескопа Цейсс-1000 в Специальной Астрофизической Обсерватории РАН [5], использующего мультиплексированный диспергирующий элемент. Полное описание проекта представлено в [6]. Основной задачей, представленной ниже части проекта является определение допусков на конструктивные параметры диспергирующего узла. Особенность расчета допусков в данном случае заключается в высокой чувствительности кривой дифракционной эффективности каждой из решеток к изменениям конструктивных параметров. По этой причине расчет допусков проводится дважды — с использованием критерия качества изображения и с использованием критерия дифракционной эффективности.

1. Оптическая схема

Оптическая схема телескопа рассчитана для видимого диапазона 444–706 нм и должна обеспечивать спектральную разрешающую способность $R \approx 5000$ при работе с входной щелью шириной 34 мкм. Оптическая схема состоит из коллиматора, диспергирующего узла и камерного объектива (см. рис. 1).

В качестве коллиматора используется серийный двухлинзовый склеенный объектив с фокусным расстоянием $f_{\text{кол}} = 200$ мм, работающий с малым полем зрения и с относительным отверстием, определяемой телескопом, т. е. 1:13. В качестве камерного объектива используется серийный фотообъектив ($f_{\text{кам}} = 200$ мм, номинальное относительное отверстие 1:2). Диспергирующий узел представляет собой склейку, включающую две призмы из кварцевого стекла с углом $37,3^\circ$ и три объемно-фазовые решетки. Решетки имеют частоту штрихов 980, 1147 и 1349 штр./мм и обеспечивают формирование спектра в диапазонах 605–706, 518–605 и 444–518 нм соответственно. Далее они обозначаются как «красная», «зеленая» и «синяя» решетки.

2. Расчет допусков по критерию качества изображения

При расчете допусков на конструктивные параметры схемы по критерию качества изображения используются стандартные программные инструменты Zemax. Предполагается, что изображение спектра регистрируется с помощью ПЗС матрицы размером 2048×2048 пикселей с размером пикселя 15×15 мкм. Соответственно, в качестве основного требования к качеству изображения используется среднеквадратический диаметр точечной диаграммы, который не должен превышать $\frac{1}{2}$ размера пикселя. Расчет ведется для 9 контрольных длин волн, соответствующих краям и центрам указанных выше диапазонов.

Кроме того, при расчете принимается, что изготовление и юстировка двух используемых в схеме серийных объективов соответствует стандартному

Табл. 1. Допуски на параметры объективов

| | |
|--------------------------|---------------|
| Толщина по оси | 50 мкм |
| Радиус кривизны | 3 инт. полос |
| Ошибка формы поверхности | $1/4 \lambda$ |
| Децентрировка | 0,1 мкм |
| Наклон | 1,2' |
| Показатель преломления | 0,0005 |
| Число Аббе | 0,3 |

Табл. 2. Допуски на параметры диспергирующего узла

| | |
|--------------------------|-----------------|
| Толщина по оси | 0,2 мкм |
| Радиус кривизны | 0,5 инт. полос. |
| Ошибка формы поверхности | $1/6 \lambda$ |
| Децентрировка | 500 мкм |
| Наклон | 12' |
| Показатель преломления | 0,001 |
| Число Аббе | 0,7 |
| Частота штрихов | 10 штр./мм |

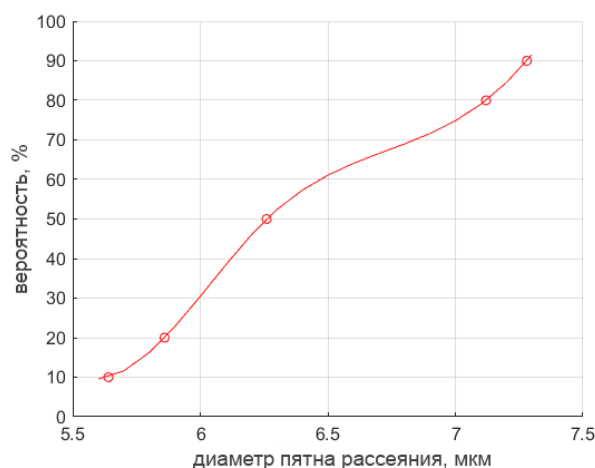


Рис. 2. Результаты анализа влияния параметров схемы на качество изображения методом Монте-Карло

Табл. 3. Допуски на параметры голографического слоя

| | |
|---------------------------------|------------|
| Толщина слоя, мкм | 2 мкм |
| Глубина модуляции | 0,001 |
| Наклон полос | 8' |
| Угол падения | 10' |
| Угол конической дифракции | 15' |
| Частота штрихов | 10 штр./мм |
| Показатель преломления подложки | 0,005 |

уровню точности [7]. Соответствующие значения допусков представлены в табл. 1.

При расчете используется метод Монте-Карло, позволяющий учесть одновременное влияние всех отклонений. В процессе расчета предполагалось, что допуски на параметры всех решеток одинаковы. Полученные значения приведены в табл. 2.

На рис. 2 показана зависимость вероятности достижения диаметра точечной диаграммы от его значения, полученная в результате анализа методом Монте-Карло.

3. Расчет допусков по критерию дифракционной эффективности

Расчет допусков на параметры голографического слоя проводился по аналогичной методике. Для расчета значений дифракционной эффективности использовался пакет *reticolo* [8], реализующий метод строгого анализа связанных волн (RCWA) в среде Matlab. В качестве критерия использовалось значение дифракционной эффективности в центре рабочего диапазона каждой из решеток, которое должно быть выше 90 %. Расчет проводился с использованием метода Монте-Карло. Результаты расчёта допусков сведены в табл. 3.

Аналогично, на рис. 3 показана зависимость вероятности достижения заданной эффективности от ее значения.

Из табл. 2 и 3 видно, что часть параметров учитывается в обоих расчетах. При этом требования к углу падения, определяемые из условия максимума эффективности, оказываются жестче, а требования к показателю преломления и частоте штрихов остаются без изменений.

Заключение

Таким образом, в результате расчета допусков было показано, что в схеме спектрографа с мультиплексированным диспергирующим элементом требо-

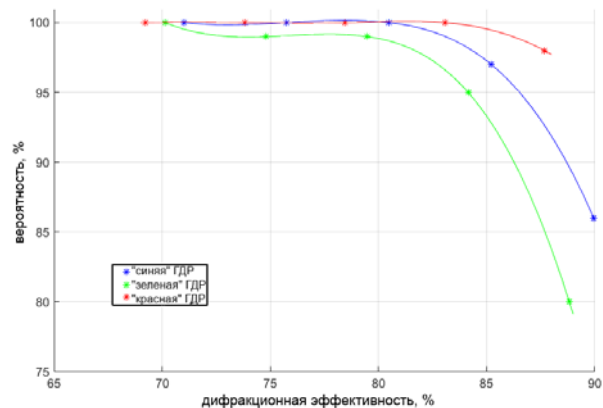


Рис. 3. Результаты анализа влияния параметров схемы на дифракционную эффективность методом Монте-Карло

вания к одним конструктивным параметрам определяются критерием качества изображения, к другим — критерием дифракционной эффективности. Проведение анализа по обоим критериям крайне важно, особенно для определения требований к точности углового позиционирования дифракционных решеток.

При этом для конкретной схемы спектрографа. Разрабатываемого для САО РАН все найденные допуски являются технологически реализуемыми.

Список источников

- [1] 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.
- [2] Zanutta, A. Spectral multiplexing using stacked volume-phase holographic gratings — I / A. Zanutta, M. Landoni, M. Riva, A. Bianco // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. — 2017. — Vol. 469. — № 2. — P. 2412–2422.
- [3] Muslimov, E. R. Moderate-resolution holographic spectrograph / E. R. Muslimov, N. K. Pavlycheva, G. G. Valyavin et al. // *Astrophys. Bull.* — 2016. — Vol. 71. — P. 357.
- [4] Muslimov, E. Experimental study of an advanced concept of moderate-resolution holographic spectrographs / E. Muslimov, G. Valyavin, S. Fabrika, F. Musaev, G. Galazutdinov, N. Pavlycheva and E. Emelianov // *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*. — 2018. — Vol. 130. — № 989. — P. 075001.
- [5] Drabek, S. V. Study of the quality of the Zeiss-1000 telescope optical system using the Shack — Hartmann wavefront sensor / S. V. Drabek, V. V. Komarov, S. A. Potanin et al. // *Astrophys. Bull.* — 2017. — Vol. 72. — P. 206.
- [6] Zanutta, A. Spectral multiplexed VPHG based on photopolymers: the first application on a spectrograph / A. Zanutta, E. Muslimov, G. Valyavin, S. Fabrika, A. Bianco // *Proc. SPIE*. — 2018. — Vol. 10706. — P. 10706125.
- [7] Optimax. Manufacturing Tolerance Chart / URL: <https://www.optimaxsi.com/innovation>.
- [8] Chateau, N. Algorithm for the rigorous coupled-wave analysis of grating diffraction / N. Chateau, J.-P. Hugonin // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1994. — Vol. 11. — № 4. — P. 1321–1331.

Tolerance analysis in optical scheme of a spectrograph with multiplexed dispersive element

E. Muslimov^{1,2}, A. Zanutta³, A. Bianco³, G. Valyavin⁴, S. Fabrika⁴, N. Pavlycheva², I. Guskov²

¹ Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

² Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev — KAI, Kazan, Russia

³ INAF — Osservatorio Astronomico di Brera, Milan, Italy

⁴ Special Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Nizhnii Arkhyz, Russia

In the present paper the results of tolerance analysis for a multiplexed dispersive element for an astronomical spectrograph are considered. The spectrograph operates in the visible domain of 444–706 nm with the spectral resolving power of $R \approx 5000$ and provides enhanced throughput due to use of a novel design principle of the dispersive element. It is shown that in such a scheme the tolerance analysis should be performed twice — for the image quality criterion and for the diffraction efficiency criterion.

Keywords: Volume-phase grating, Spectrograph, Multiplexed dispersive element, Diffraction Efficiency.

57. Голограммные дифракционные решетки в схемах малогабаритных спектрографов

Н. К. Павлычева¹, Р. Р. Ахметгалева¹, Э. Р. Муслимов^{1,2}

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

² Aix Marseille Univ, CNRS, LAM, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Marseille, France

В докладе рассмотрены технологические возможности изготовления голограммных решеток для малогабаритных спектральных приборов — спектрографа на основе вогнутой голограммной дифракционной решетки с коррекцией меридиональной комы в двух точках спектрограммы и спектрографа на основе вогнутой голограммной решетки и проекционного зеркала.

Ключевые слова: Спектрограф, Вогнутая голограммная дифракционная решетка, Аберрационная функция, Параметры записи.

Цитирование: Павлычева, Н. К. Голограммные дифракционные решетки в схемах малогабаритных спектрографов / Н. К. Павлычева, Р. Р. Ахметгалева, Э. Р. Муслимов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 236–238.

Введение

Голограммные дифракционные решетки, благодаря своим уникальным свойствам: низкому уровню рассеянного света, однородности характеристик по поверхности, возможности записи на поверхности любой формы и размера практически вытеснили традиционные нарезные дифракционные решетки.

Интерес к спектрографам предопределило использование в качестве приемников излучения диодных линеек, позволяющих регистрировать одновременно достаточно широкий спектральный диапазон. Совершенствование многоканальных фотоэлектрических приемников излучения вызвало устойчивую тенденцию к разработке малогабаритных спектральных приборов. Нами предложены оптические схемы спектрографов, предназначенных для мониторинга гидротехнических сооружений, — спектрографа на основе голограммной дифракционной решетки с коррекцией меридиональной комы в двух точках спектрограммы и спектрографа на основе вогнутой голограммной решетки и проекционного зеркала. Однако схемы записи вогнутых дифракционных решеток с малыми радиусами кривизны часто бывают трудно реализуемы из-за малых расстояний от источников голографирования до подложки. Ниже рассмотрены технологические возможности изготовления голограммных решеток для предложенных схем.

Вогнутая голограммная решетка с коррекцией меридиональной комы в двух точках спектрограммы

Спектрограф на основе голограммной дифракционной решетки с коррекцией меридиональной комы в двух точках спектрограммы имеет следующие характеристики [1]: спектральный диапазон 250–900 нм, радиус кривизны решетки $r = 100$ мм, угол падения лучей из центра входной щели в вершину решетки — 2° , число штрихов в вершине решетки $N = 370$ штр./мм, расстояние от центра входной щели до вершины решетки $d = 90,995$ мм, расстояние от вершины решетки до места фокусировки средней длины волны

$d' = 112,9$ мм, световой диаметр решетки 30 мм, длина спектра 28 мм. Параметры записи дифракционной решетки: $d_1 = 254,861$ мм, $d_2 = 217,306$ мм, $i_1 = 33^\circ 34'$, $i_2 = 22^\circ 55'$, длина волны записи 441,6 нм.

Методика расчета оптической схемы малогабаритного спектрографа с вогнутой голограммной дифракционной решеткой, которая обеспечивает коррекцию меридиональной комы в двух точках спектрограммы, основана на минимизации определенных членов аберрационной (характеристической) функции вогнутой голограммной дифракционной решетки [2].

$$V(y, z) = -yF_0 + \frac{y^2}{2r}F_1 + \frac{z^2}{2r}F_2 + \frac{y^3}{2r^2}F_3 + \dots \quad (1)$$

С помощью аберрационной функции можно оценить допуски на параметры записи решетки. Составляющие аберраций дифракционной решетки в направлении дисперсии $\delta y'$ и в направлении высоты щели $\delta z'$ находят из соотношений:

$$\begin{aligned} \delta y' &= \frac{d'}{\cos \varphi'} \frac{\partial V}{\partial y}, \\ \delta z' &= d' \frac{\partial V}{\partial z}. \end{aligned} \quad (2)$$

Формулы (2) справедливы лишь в случаях малых аберраций и становятся непригодными, если характеризующая астигматизм величина 1-го порядка $\delta z'$ оказывается величиной того же порядка, что и длина штрихов решетки. В схеме рассматриваемого спектрографа для длины волны 575 нм (в центре спектрального диапазона) $\delta z'$ составляет 0,139 мм при длине штрихов 30 мм, что позволяет оценивать аберрации дифракционной решетки, используя соотношения (2). Влияние изменения параметров на аберрации решетки можно выразить следующим образом.

$$\begin{aligned} \Delta \delta y' &= (d' / \cos \varphi') \cdot \delta \Delta V / \delta y, \\ \Delta \delta z' &= d \delta \Delta V / \delta z. \end{aligned} \quad (3)$$

Определим влияние изменения параметров записи на изменение аберрационной функции. К пара-

метрам записи относятся: d_1 и d_2 — расстояния от источников голографирования до вершины решетки, i_1 и i_2 — углы падения лучей из источников голографирования в вершину решетки, а также длина волны записи λ_0 . Считая λ_0 постоянной величиной, имеем четыре переменных параметра, изменение которых вызывает следующее изменение абберационной функции

$$\Delta V = \Delta i_1 \partial V / \partial i_1 + \Delta i_2 \partial V / \partial i_2 + \Delta d_1 \partial V / \partial d_1 + \Delta d_2 \partial V / \partial d_2. \quad (4)$$

Допустим, что сумма влияний изменения параметров не превышает допустимое отклонение $\Delta \delta y'_{\text{сум}}$ при выполнении следующего условия

$$(\Delta \delta y' / \delta \alpha_i) \Delta \alpha_i = \Delta \delta y'_{\text{сум}} / \sqrt{4}. \quad (5)$$

Ограничимся при нахождении ΔV только коэффициентом F_1 , характеризующим максимальную по величине абберацию — дефокусировку. Получаем следующие соотношения для определения допусков на параметры голографирования:

$$d' y \lambda \cos^2 i_1 \Delta d_1 / \cos \varphi' \lambda_0 d_1^2 = \Delta \delta y'_{\text{сум}} / 2, \quad (6)$$

$$d' y \lambda \cos^2 i_2 \Delta d_2 / \cos \varphi' \lambda_0 d_2^2 = \Delta \delta y'_{\text{сум}} / 2, \quad (7)$$

$$d' y \lambda (\sin i_1 / r - \sin 2i_1 / d_1) \Delta i_1 / \cos \varphi' \lambda_0 = \Delta \delta y'_{\text{сум}} / 2, \quad (8)$$

$$d' y \lambda (\sin i_2 / r - \sin 2i_2 / d_2) \Delta i_2 / \cos \varphi' \lambda_0 = \Delta \delta y'_{\text{сум}} / 2, \quad (9)$$

где y — высота луча на поверхности дифракционной решетки, λ — длина волны в центре спектрального диапазона, r — радиус кривизны дифракционной решетки, φ' — угол дифракции луча длины волны λ , дифрагированного в вершине решетки.

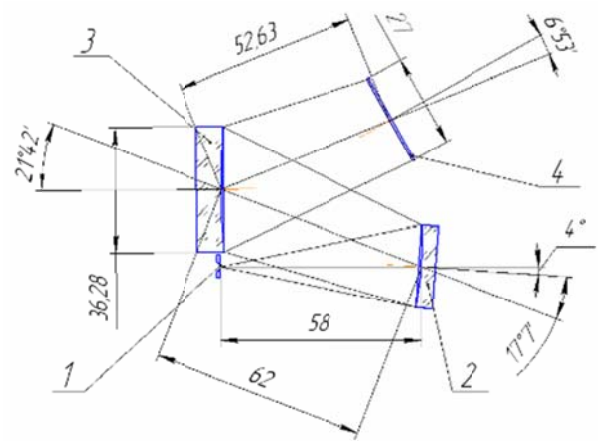
Возможны два варианта спектрографов — с плоской поверхностью регистрации спектра и с цилиндрической поверхностью регистрации (радиус цилиндрической поверхности 64 мм). В варианте с плоской поверхностью регистрации спектра ширина аппаратной функции, определяющая предел разрешения спектрографа, для центра поля равна 0,1 мм. Полагая, что допустимое отклонение $\Delta \delta y'_{\text{сум}}$ не превышает 10 % ширины аппаратной функции, получаем из соотношений (6)–(9) следующие допуски на параметры записи: $\Delta d_1 = 0,205$ мм, $\Delta d_2 = 0,122$ мм, $\Delta i_1 = 4'$, $\Delta i_2 = 13'$. Допуск на величину i_2 , определенный из (9) оказался очень широким. В тоже время большое отклонение значения i_2 от расчетного приводит к изменению числа штрихов N . Частота штрихов задается, исходя из требований к дисперсии прибора, и связана с углами голографирования соотношением

$$1/N = \lambda_0 / (\sin i_1 - \sin i_2). \quad (10)$$

Поэтому сводка формул (6)–(9) должна быть дополнена требованием к установке углов голографирования, получаемым после дифференцирования (10) в предположении, что угол i_1 имеет фиксированное значение.

$$\cos i_2 \Delta i_2 = \lambda_0 \Delta N. \quad (11)$$

Полагая допустимым изменение ΔN на 1 штр./мм, имеем из соотношения (11) $\Delta i_2 = 1'40''$. Полученные



1 — входная щель, 2 — голографическая дифракционная решетка, 3 — вогнутое зеркало, 4 — плоскость фотоприемника

Рис. 1. Оптическая схема S-образного спектрографа

значения даже шире стандартных допусков: 0,05 мм на расстояния от источников голографирования до вершины подложки и I' на значения углов.

В спектрографе с цилиндрической поверхностью регистрации предел разрешения равен 0,01 мм, соответственно 10 % от этой величины — 0,001 мм. С допустимым отклонением $\Delta \delta y'_{\text{сум}} = 0,001$ мм имеем из соотношений (5)–(8): $\Delta d_1 = 0,020$ мм, $\Delta d_2 = 0,012$ мм, $\Delta i_1 = 24''$, $\Delta i_2 = 1'16''$. Следовательно, для реализации высокого разрешения следует на порядок ужесточить требования к параметрам записи.

Спектрограф на основе вогнутой голограммной решетки и проекционного зеркала

Одним из путей увеличения числа свободных коррекционных параметров в схемах спектрографов является введение дополнительных оптических компонентов. Примером может служить компактная оптическая схема спектрографа с голограммной дифракционной решеткой с коррекцией аббераций и вогнутым зеркалом [3]. Поскольку при наличии двух отражательных элементов рабочие пучки лучей дважды меняют направление распространения, будем называть такую конфигурацию S-образной (рис. 1).

За счет использования двух отражений и большего числа свободных коррекционных параметров в подобной схеме удается достичь высокой светосилы и относительно высокого качества изображения при минимальных габаритах. Для расчета оптической схемы нами была использована стандартная процедура автоматизированной оптимизации оптических систем, реализованная в ППП Zemax. В качестве стартовой точки оптимизационного процесса использовалась схема спектрографа с плоским полем с голограммной дифракционной решеткой. S-образная оптическая схема компактного спектрографа имеет следующие параметры: рабочий спектральный диапазон 200–1000 нм, длина схемы 58 мм, относительное отверстие 1:2,4 (отношение расстояния от входной щели до решетки к ее диаметру), обратная линейная дисперсия 31 нм/мм, длина спектра 27,9 мм, радиус кривизны поверхности

дифракционной решетки 88,441 мм, частота штрихов в вершине 397,2 штр./мм, радиус кривизны зеркала 236,136 мм. Параметры записи дифракционной решетки: $d_1 = 199,998$ мм, $d_2 = 209,376$ мм, $i_1 = 35^\circ 37' 33''$, $i_2 = 22^\circ 39' 46''$, длина волны записи 441,6 нм.

Расчет допусков также проводим с помощью программы Zemax. В Zemax обратная задача расчета допусков по заданному критерию качества решается итерационным способом. Параметрам системы придаются малые отклонения в заданном интервале, контролируемый критерий вычисляется до совпадения с заданным пределом. При этом допуск на каждый параметр рассчитывается изолированно. Будем считать допустимым 10 %-ное увеличение среднеквадратического значения поперечного размера пятна рассеяния $\Delta Y'$.

Расчет проводился отдельно для трех контрольных длин волн в центре и на краях рабочего спектрального диапазона, затем выбиралось наименьшее допустимое отклонение, в предположении, что все элементы схемы неподвижны, т. е. возможность юстировки отсутствует (как правило, именно такую конструкцию имеют компактные спектрометры). Результаты расчета допусков на параметры записи решетки приведены в табл. 1. Резюльтирующие допуски выделены жирным шрифтом.

Табл. 1. Допуски на параметры записи дифракционной решетки S-образного спектрографа

| Параметр | $\lambda = 600$ нм | $\lambda = 200$ нм | $\lambda = 1000$ нм |
|-------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| | $\Delta Y' = 0,012$ мм | $\Delta Y' = 0,010$ мм | $\Delta Y' = 0,014$ мм |
| Δi_1 | 3,3' | 38,5' | 13,6' |
| Δi_2 | 27,4' | 33,3' | 18,9' |
| Δd_1 , мм | 0,100 | 1,280 | 0,413 |
| Δd_2 , мм | 0,286 | 0,963 | 0,417 |

Из таблицы видно, что допуски на линейные координаты источников достаточно свободные и не превосходят технологического предела. Допуски на угловые величины также далеки от предела, определяемого измерительными средствами.

Заключение

Таким образом, приведенные расчеты показали, что схемы записи дифракционных решеток для малогабаритных спектрографов могут быть собраны и реализованы в рамках существующей технологии. Исключение составляет схема записи дифракционной решетки для спектрографа, имеющего приемник излучения с цилиндрической поверхностью. В настоящее время такие приемники широко не используются, однако их появление говорит о необходимости дальнейшего совершенствования технологии производства голограммных дифракционных решеток.

Список источников

- [1] Павлычева, Н. К. Исследование коррекционных возможностей вогнутой голограммной дифракционной решетки в схеме малогабаритного спектрофлуориметра / Н. К. Павлычева, Р. Р. Ахметгалеева // Голография. Наука и практика: XIV международная конференция HOLOEXPO 2017, 12–14 сентября 2017 г., г. Звенигород, Россия: Тезисы докладов. — Москва: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. — С. 154–157.
- [2] Павлычева, Н. К. Спектральные приборы с неклассическими дифракционными решетками / Н. К. Павлычева. — Казань: Изд-во Казан. гос. техн. ун-та, 2003. — 198 с.
- [3] Ахметгалеева, Р. Р. Расчёт компактных S-образных оптических схем спектрографов / Р. Р. Ахметгалеева, Э. Р. Муслимов, Н. К. Павлычева // Оптический журнал. — 2016. — Том 83. — № 8. — С. 32–40.

Holographic diffraction gratings in the schemes of small-size spectrographs

N. K. Pavlycheva¹, R. R. Akhmetgaleeva¹, E. R. Muslimov^{1,2}

¹ Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev — KAI, Kazan, Russia

² Aix Marseille Univ, CNRS, LAM, Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, Marseille, France

The use of diode arrays, capable of recording at the same time a sufficiently wide spectral range, as radiation detectors in spectral instruments predetermined interest in optical schemes of small spectrographs. We propose optical schemes for spectrographs intended for monitoring hydraulic structures: a spectrograph based on a concave holographic diffraction grating with correction of the meridional coma at two points of the spectrogram and a spectrograph based on a concave holographic diffraction grating and a projection mirror. The recording schemes of concave diffraction gratings with small radii of curvature are often difficult to realize because of small distances from the sources of holography to the substrate.

Keywords: Spectrograph, Concave hologram diffraction grating, Aberration function, Recording parameters.

58. Исследование двухдиапазонных дифракционных решеток на сферических поверхностях в задаче формирования гиперспектральных изображений

В. В. Подлипов, Р. В. Скиданов

Институт систем обработки изображений Российской академии наук — филиал Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Самара, Россия

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

В работе представлены результаты исследования возможности применения двухдиапазонной дифракционной отражающей решетки с блеском, нанесенной на выпуклое зеркало в изображающем гиперспектрометре на основе схемы Оффнера. Представлены результаты моделирования работы предложенной конфигурации дифракционной решетки. В результате моделирования были получены значения дифракционной эффективности для видимого оптического диапазона и ближнего инфракрасного диапазона.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Дифракционные оптические элементы, Схема Оффнера, Гиперспектрометр.

Цитирование: Подлипов, В. В. Исследование двухдиапазонных дифракционных решеток на сферических поверхностях в задаче формирования гиперспектральных изображений / В. В. Подлипов, Р. В. Скиданов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 239–241.

Введение

Изображающие гиперспектрометры на основе схемы Оффнера и их конструкции имеют хорошие оптические характеристики, ввиду минимизации аберраций, а также высокий потенциал дальнейшей минимизации его конструкции [1–4]. Известны работы, в которых проводятся исследования по применению различных дисперсионных элементов, технологий их изготовления, повышение дифракционной эффективности [5]. Также исследователи для дальнейшего развития гиперспектральной аппаратуры и расширения сфер применения ставят целью увеличение спектрального диапазона принимаемой информации, что связано с переходом в область ближнего инфракрасного (ИК) излучения [6]. Это в свою очередь требует использования нескольких регистрирующих сенсоров, эффективно работающих каждый в своем спектральном диапазоне. Таким образом возникает необходимость разделения спектра. Для решения этой проблемы в статье [7] рассматривалась бинарная дифракционная решетка для работы в видимом и среднем ИК диапазоне одновременно. В указанной работе проводился подбор параметров малой дифракционной решетки и большой для работы в спектральных диапазонах видимого и среднего ИК излучения, которые оказывают незначительное влияние на работу прибора в каждом из этих диапазонов. Однако дифракционная эффективность решеток с простым бинарным профилем недостаточно высокая и, для качественной работы гиперспектрометра, эффективности бинарной решетки может быть недостаточно. Для повышения дифракционной эффективности могут быть использованы решетки с блеском [5]. В связи с этим в настоящей работе рассматривается двухдиапазонная дифракционная решетка, которая рассчитана на две центральные длины волны.

2. Моделирование работы дифракционной решетки

Предлагаемая дифракционная решетка для работы в оптической системе гиперспектрометра по схеме Оффнера должна иметь сложный профиль, в виде решетки большой высоты, на выступах и впадинах которой сформирован профиль малой высоты микро-рельефа. Кроме того, для лучшего разграничения видимого и ближнего инфракрасного оптического диапазона, было решено для видимого диапазона повысить эффективность +1 порядка, для ближнего инфракрасного диапазона –1 порядок, сделав их рабочими для соответствующих светочувствительных матриц. Схематично такая решетка изображена на рис. 1. Такой профиль образуется, если наклонные участки профиля дифракционной решетки, оптимизированной для работы в ближнем ИК диапазоне, заполнить элементами треугольной формы с периодом и высотой, оптимизированной для видимого оптического диапазона, и имеющие при этом наклон в противоположную сторону.

Как видно, оптимизируя профиль для двухдиапазонной дифракционной решетки для видимого оптического диапазона с центральной длиной волны 0,5 мкм

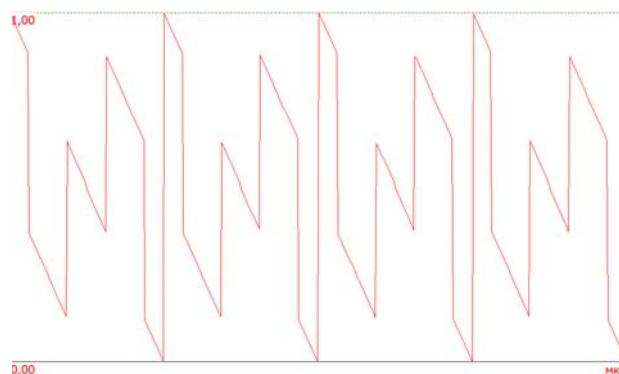


Рис. 1. Изображение сечения профиля двухдиапазонной дифракционной решетки

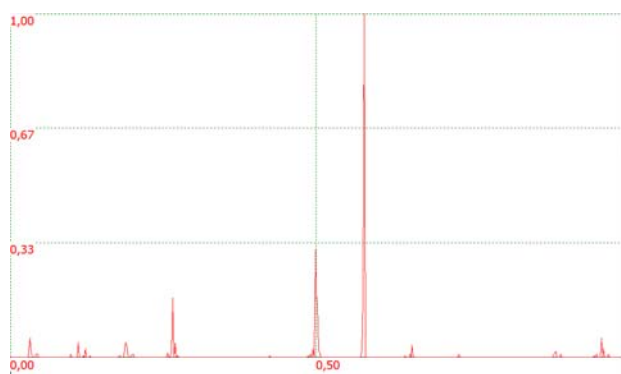


Рис. 2. Распределение мощности по порядкам в ближнем ИК диапазоне, на длине волны 1,5 мкм (в центре виден нулевой порядок)

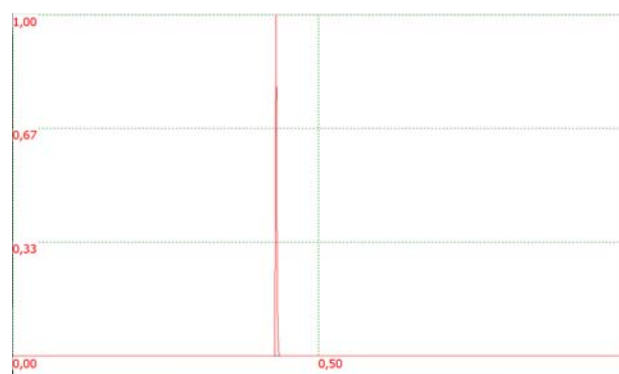


Рис. 3. Распределение мощности по порядкам в ближнем видимом диапазоне на длине волны 0,5 мкм

и ближнего ИК диапазона с центральной длиной волны 1,5 мкм, высоты и периоды так называемых «малых» и «больших» деталей профиля соотносятся так же, как и их длины волн. Наклон участков профиля соответственно зависит от соотношения периода решетки и ее высоты. Моделирование работы дифракционной решетки в этих диапазонах проводилось в программном пакете для моделирования оптических систем Zemax для двух длин волн ($\lambda_1 = 0,5$ мкм и $\lambda_2 = 1,5$ мкм). В результате моделирования были подобраны оптимальные параметры решетки для заданных параметров оптической системы. Исходя из технологических возможностей изготовления такой решетки сложного профиля на криволинейной поверхности, было выбрана высота деталей для «малой» и «большой» решетки соответственно 1 и 3 мкм, период соответственно 33 и 100 мкм.

Оптимизированная дифракционная решетка показала эффективность около 80 % в видимом и около

54 % в ИК диапазонах. На рис. 2 представлено распределение мощности по порядкам в ближнем инфракрасном диапазоне.

На рис. 3 представлено аналогичное распределение для видимого диапазона для длины волны 0,5 мкм.

Такая решетка позволяет за счет работы в разных порядках задействовать две светочувствительные матрицы в изображающем гиперспектрометре.

Заключение

В работе предложена конфигурация новой двухдиапазонной отражающей решетки с блеском для повышения дифракционной эффективности гиперспектрометра на основе схемы Оффнера для работы в видимом диапазоне в +1 порядке и в ближнем ИК в -1 порядке. В результате моделирования была показана ее высокая эффективность. Данная решетка может быть изготовлена на сферических поверхностях методом круговой лазерной записи с высоким качеством.

Список источников

- [1] Казанский, Н. Л. Моделирование работы гиперспектрометра, основанного на схеме Оффнера, в рамках геометрической оптики / Н. Л. Казанский, С. И. Харитонов, А. В. Карсаков, С. Н. Хонина // Компьютерная оптика. — 2014. — Том 38. — № 2.
- [2] Дёмин, А. В. Имитационная модель многоканального гиперспектрометра Оффнера / А. В. Дёмин, А. Д. Головин // Компьютерная оптика. — 2015. — Том 39. — № 4. — С. 521–527.
- [3] Карпеев, С. В. Юстировка и исследование макетного образца гиперспектрометра по схеме Оффнера / С. В. Карпеев, С. Н. Хонина, М. В. Петров // Вестник Самарского университета. Аэрокосмическая техника, технологии и машиностроение. — 2016. — Том 15. — № 1.
- [4] Карпеев, С. В. Исследование дифракционной решётки на выпуклой поверхности как диспергирующего элемента / С. В. Карпеев, С. Н. Хонина, С. И. Харитонов // Компьютерная оптика. — 2015. — Том 39. — № 2. — С. 211–217.
- [5] Головин, А. Д. Малогабаритный гиперспектрометр видимого и ближнего инфракрасного диапазонов / А. Д. Головин, А. В. Демин // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. — 2015. — Том 58. — № 11. — С. 869–873.
- [6] Скинадов, Р. В. Двухдиапазонная дифракционная решетка для спектрометра на основе схемы Оффнера / Р. В. Скинадов, В. А. Бланк // Компьютерная оптика. — Том 40. — № 6. — С. 968–971. — DOI: 10.18287/2412-6179-2016-40-6-968-971.

Study of dual-range diffraction gratings on spherical surfaces for imaging hyperspectrometr

V. V. Podlipnov, R. V. Skidanov

¹ IPSI RAS — branch of the FSRC “Crystallography and Photonics” RAS, Samara, Russia

² Samara National Research University, Samara, Russia

The paper presents the results of a study of the feasibility of applying a dual-range diffraction reflecting grating with glitter applied to a convex mirror in a depicting hyperspectrometer based on the Offner scheme. The results of modeling the work of the proposed configuration of the diffraction grating are presented. As a result of the simulation, the diffraction efficiency values for the visible optical range and the near infrared range were obtained.

Keywords: Optics, Holography, Diffraction optical elements, Offner scheme, hyperspectrometr.

59. Деградация дифракционной эффективности нанокпозиционных голограмм

А. В. Быков, Е. Б. Шекланова

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Работа посвящена исследованию степени деградации дифракционной эффективности под воздействием влаги, светового излучения и высоких температур. Проводится сравнительный анализ двух нанокпозиционных составов с наночастицами оксида кремния и оксида цинка. Исследование направлено на выявление возможности использования данных составов для записи защитных голографических элементов.

Ключевые слова: Нанокпозиционные голограммы, Наночастицы, Защитные голографические элементы, Материал для голографической записи.

Цитирование: **Быков, А. В.** Деградация дифракционной эффективности нанокпозиционных голограмм / А. В. Быков, Е. Б. Шекланова // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 242–243.

Полимерные нанокпозиционные материалы представляют собой соединение органических мономеров и неорганических наночастиц [1]. При воздействии на них интерференционного поля происходит формирование объемных голографических структур за счет высокой модуляции показателей преломления компонентов. В данной работе исследуются голографические дифракционные элементы, записанные на уретан-акрилатных нанокпозиционных материалах с наночастицами оксида цинка (ZnO) или оксида кремния (SiO₂). Легкость обработки, высокая светочувствительность, возможность регулировать модуляцию показателей преломления делают нанокпозиционные материалы привлекательными для изготовления из них различных голографических элементов, в том числе объемных защитных голограмм [2]. Составы исследуемых нанокпозиционных материалов и особенности записи рассмотрены в работах [3, 4].

В данной работе исследовалась зависимость деградации дифракционной эффективности от времени

нахождения испытуемых образцов под внешними воздействиями, такими как высокая влажность, фотоактивное излучение, повышенные температуры, а также сочетания этих факторов.

Показано, что при повышенной влажности деградация дифракционной эффективности зависит от влагоемкости исследуемых составов, которая в свою очередь зависит от выбранной полимерной матрицы и процентного соотношения компонентов в ней. Показано, что в следствии медленной диффузии наночастиц, происходит рост дифракционной эффективности от одних до 14 суток после экспонирования, в зависимости от типа наночастиц. Характер деградации дифракционной эффективности напрямую зависит от типа и размера наночастиц. Показана устойчивость нанокпозиционных голограмм устойчивы к кратковременным внешним воздействиям, что позволяет использовать исследованные материалы для записи защитных голографических элементов.

Список источников

- [1] **Tomita, Y.** Holographic manipulation of nanoparticle distribution morphology in nanoparticle-dispersed photopolymers / Y. Tomita, N. Suzuki // Optics letters. — 2005. — Vol. 30. — № 8. — P. 839–841.
- [2] **Sakhno, O. V.** Effective volume holographic structures based on organic-inorganic photopolymer nanocomposites / O. V. Sakhno, L. M. Goldenberg, J. Stumpe, T. N. Smirnova // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. — 2009. — Vol. 11. — P. 1–13.
- [3] **Патент № 2 541 251 РФ.** Жидкая композиция для фотополимеризационноспособной пленки для записи голограммы, способ получения композиции, способ получения вышеуказанной пленки / И. Ю. Денисюк, Ю. Э. Бурункова, Н. Д. Ворзובה, М. И. Фокина, В. Г. Булгакова. — Опубл. 14.01.2015.
- [4] **Burunkova, J. A.** Holographic nanocomposite and a related diffraction element / J. A. Burunkova, I. Y. Denisyuk, D. I. Zhuk, E. B. Shekhanova // Optics and spectroscopy. — 2017. — Vol. 122. — № 2. — P. 341–343.

Degradation of the diffraction efficiency of nanocomposite holograms

A. V. Bykov, E. B. Shelkanova

Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

The paper is devoted to the study of degradation of diffraction efficiency under the influence of humidity, light radiation and high temperatures. A comparative analysis of two nanocomposite compositions with nanoparticles of silicon oxide and zinc oxide is carried out. The research is aimed at identifying the possibility of using these compositions to record security holographic elements.

Keywords: Nanocomposite holograms, Nanoparticles, Security holographic elements, Holographic recording material.

60. Высокоэффективные голограммные дифракционные решетки различного типа в «НПО «ГИПО»

Ф. А. Саттаров, М. Ю. Знаменский, Н. М. Шигапова, Л. А. Максакова, Т. Б. Сидорова, И. И. Хасанова
АО «Научно-производственное объединение «Государственный институт прикладной оптики», Казань, Россия

Приведены результаты, полученные при разработке основ технологических процессов изготовления голограммных дифракционных решеток с использованием светочувствительных сред на основе вакуумно-напыленных слоев халькогенидных стеклообразных полупроводников состава As_xSe_{1-x} и на основе бихромированной желатины.

Ключевые слова: Голограммная дифракционная решетка, Халькогенидный стеклообразный полупроводник, Бихромированная желатина.

Цитирование: Саттаров, Ф. А. Высокоэффективные голограммные дифракционные решетки различного типа в «НПО «ГИПО» / Ф. А. Саттаров, М. Ю. Знаменский, Н. М. Шигапова, Л. А. Максакова, Т. Б. Сидорова, И. И. Хасанова // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 244–246.

Основной проблемой при разработке голограммных дифракционных решеток (ГДР), предназначенных для использования в спектральных приборах, является получение ГДР с техническими характеристиками (дифракционная эффективность, интенсивность рассеянного света, разрешение), близкими к теоретическим значениям. Спектральные характеристики решеток и их эксплуатационные качества зависят от выбора светочувствительной среды, оптимизации процессов регистрации голограмм и последующей обработки.

Выбор светочувствительной среды однозначно определяется типом используемой в спектральном приборе дифракционной решетки — отражательной или пропускающей. Многолетний опыт разработок в этом направлении показывает, что наиболее приемлемыми для получения оптимальных ГДР светочувствительными слоями являются слои на основе халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) — для отражательных ГДР, и слои бихромированной желатины (БХЖ) — для пропускающих ГДР.

ГДР на основе вакуумно-напыленных слоев ХСП состава As_xSe_{1-x}

В НПО «ГИПО» разработаны основы технологического процесса получения рельефно-фазовых ГДР на «свежих» (экспонируемых в течение не более 8 часов после вакуумного осаждения) слоях селенида мышьяка. Известные работы по оптической записи в слоях селенида мышьяка касались, в основном, физических процессов оптической записи [1–3]. Получению рельефных изображений в слоях ХСП посвящено несколько работ (например, [4]), однако при этом экспонирование проводилось в области прозрачности ХСП, и полученные значения светочувствительности (не более $1 \text{ см}^2/\text{Дж}$) не позволяли использовать их для получения ГДР больших размеров.

Фотоструктурные перестройки внутренних связей при использовании коммерческих лазеров (длины волн 450–514 нм, 532 нм, 633 нм) наиболее интенсивно проходят в «свежих» вакуумно-осажденных слоях селенида мышьяка. Важной особенностью фотопроекции в таких случаях является значительное поглощение

света уже в приповерхностном слое толщиной менее 1 мкм [5, 6]. Так, первоначальные коэффициенты поглощения «свежих» слоев селенида мышьяка составляют порядка $6 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ для лазерного излучения $\lambda = 514,5 \text{ нм}$ и $7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ для $\lambda = 633 \text{ нм}$. Светочувствительность таких слоев, определяемая по сдвигу края поглощения в длинноволновую область, более чем на порядок превосходит светочувствительность слоев сульфида мышьяка.

Было установлено следующее.

1. Светочувствительность фотографических негативных слоев селенида мышьяка увеличивается с возрастанием массовой доли мышьяка [7]. При отработке технологии мы ограничились стехиометрическим составом As_xSe_{1-x} ($x = 0,4–0,5$) вследствие того, что при большей массовой доле мышьяка увеличиваются поверхностные дефекты слоя (размерами более 3 мкм) уже в процессе формирования структуры вакуумно-осаждаемого слоя.

2. Оптимально испарение слоев из открытой лодочки со скоростью осаждения $V_{\text{осажд}} = 60–90 \text{ нм/мин}$. Толщины слоев 0,5–2 мкм зависят от требований к характеристикам ГДР.

3. При использовании травящих растворов алифатических и гетероциклических аминов и апротонных травителей слои селенида мышьяка ведут себя как негативные фоторезисты. Подобраны оптимальные травители с селективностью травления (отношение скоростей травления неэкспонированных и экспонированных участков слоя) в пределах 3–6, что позволяет получить оптимальные ГДР с квазисинусоидальными профилями штрихов в пределах пространственных частот 300–3600 мм^{-1} и отношением глубины профиля штрихов к периоду ГДР (d/Λ) в пределах 0,05–0,45. Светочувствительность слоев составов $As_{40}Se_{60}$ и $As_{45}Se_{55}$ составляет 60–20 $\text{см}^2/\text{Дж}$ при использовании коммерческих лазеров, что позволяет изготовить крупногабаритные ГДР размерами до 500 мм.

Постэкспозиционная обработка включает в себя следующие обязательные этапы:

- проявление;
- буферная «стоп»-ванна;

- промывка водой с поверхностно-активным веществом;
- промывка горячей дистиллированной водой;
- термообработка;
- нанесение защитно-отражающего покрытия (Cr–Al или SiO–Al).

Буферная ванна необходима для прекращения действия проявителя и получения однородных характеристик ГДР по апертуре и является обязательной в случае применения сиротонного травителя из-за поверхностной природы травления. Промывочная ванна и термообработка необходимы для уменьшения влияния активных разорванных связей в системе As-Se. Поверхностная химическая активность обработанных, но не подвергнутых термообработке, слоев, в особенности слоев, обогащенных мышьяком, неизбежно приводит к их окислению кислородом воздуха [5].

В настоящее время основная номенклатура отражательных ГДР, как плоских, так и вогнутых, изготавливается АО «НПО «ГИПО» с использованием слоев селенида мышьяка.

Пропускающие ГДР на слоях БХЖ

В качестве пропускающего диспергирующего элемента в спектральных приборах возможно использование как рельефно-фазовых, так и объемно-фазовых ГДР. Анализ показывает, однако, что рельефно-фазовые пропускающие решетки по основным показателям (дифракционная эффективность, ближний контраст) значительно уступают объемно-фазовым решеткам из-за низких предельно-допустимых значений $d/\Lambda < 0,45$ и невозможности устранения френелевских отражений на границе воздух-фотослой.

Разработана и смоделирована конструкция пропускающей объемной ГДР, с двух сторон заклеенная покровными стеклами с просветленными поверхно-

стями. Такая конструкция дает возможность достижения необходимого разрешения и минимального уровня ближнего контраста ($< 10^{-4}$) изображения.

С учетом технических эксплуатационных характеристик наиболее подходящими для изготовления пропускающих ГДР (ПГДР) являются слои БХЖ. Нами разработаны основы технологического процесса получения качественных ПГДР с пространственными частотами 150–3700 мм^{-1} на слоях БХЖ. Для высокочастотных ПГДР (1200–3700 мм^{-1}) использованы промышленные слои фотографических пластин АО «Компания Славич» (г. Переславль-Залесский) со стандартными толщинами в пределах 5–25 мкм. Основные параметры ПГДР (дифракционная эффективность, спектральная и угловая селективность) на этих слоях хорошо описываются теорией связанных волн [8]. Так, модуляция показателя преломления таких ПГДР достигает значения 0,04, что дает возможность получения высоких значений дифракционной эффективности ($> 0,8$ для поляризованного света и $> 0,5$ — для неполяризованного). Критическими параметрами постэкспозиционной обработки слоев являются температурный режим проявляющих растворов, использование постэкспозиционного дублирования слоев и термообработка полученных ГДР.

Достигнуты воспроизводимые значения дальнего контраста ($> 1 \cdot 10^4$) ПГДР с частотами 2600–3700 мм^{-1} . Изготовлены и испытаны с положительными результатами образцы ПГДР с размерами 260 × 30 мм для уникального трехканального спектрометра [9]. Для низкочастотных ГДР используются слои БХЖ с толщинами 30–60 мкм собственного производства. Разработаны метод полива способом формования [10] и техпроцесс получения низкочастотных ГДР на слоях БХЖ увеличенной толщины. Изготовленная серия низкочастотных ПГДР используется для работы в агрессивных средах.

Список источников

- [1] Любин, В. М. Стеклообразные полупроводники в устройствах регистрации оптических изображений / В. М. Любин. — Структура и свойства некристаллических полупроводников. — Л.: Наука, 1975. — С. 415–425.
- [2] Малиновский, В. К. О механизме фотопревращений в средах для оптической памяти / В. К. Малиновский // Автометрия. — 1985. — № 1. — С. 25–40.
- [3] Моден, А. Физика и применение аморфных полупроводников / А. Моден, М. Шо. — М.: Мир. — 670 с.
- [4] Мамедов, С. Б. Фотостимулированные изменения скорости растворения пленок As_2S_3 и AsSe / С. Б. Мамедов, М. Д. Михайлов, В. Р. Погорелова, О. А. Яковук // Неорганические материалы. — 1988. — Том 23. — № II. — С. 1804–1808.
- [5] Berkes, J. S. Photodecomposition of amorphous As_2S_3 and AsSe / J. S. Berkes, S. W. Jng, W. J. Hillegas // Journal of Applied Physics. — 1971. — Vol. 42. — № 12. — P. 4908–4916.
- [6] Саттаров, Ф. А. Оптимизация техпроцессов изготовления рельефно-фазовых дифракционных оптических элементов в слоях халькогенидов, с учетом результатов исследования физической природы фотостимулированных процессов / Е. А. Вандюков, В. Л. Филиппов, А. В. Лукин, М. Ю. Знаменский, И. И. Вандюкова, А. П. Соболев // Сборник трудов VI международной конференции «Прикладная оптика». — Санкт-Петербург, 2004. — Том 4. — С. 104–107.
- [7] Саттаров, Ф. А. Исследование структурных нанонеоднородностей в халькогенидах различного стехиометрического состава / Ф. А. Саттаров, Е. А. Вандюков, В. Л. Филиппов, А. В. Лукин, И. И. Вандюков, А. П. Соболев, М. Ю. Знаменский // Сборник статей XII конференции «Структура и динамика молекулярных систем». — Москва, 2004. — Ч. 2. — С. 170–175.
- [8] Kogelnik, H. Coupled Wave Theory for Thick Hologram Grating / H. Kogelnik // Bell System Technical Journal. — 1969. — Vol. 48. — № 9. — P. 2909–2947.

- [9] **Тугаринов, С. Н.** Новый класс спектрометров-полихроматоров высокого разрешения на основе пропускающих голографических дифракционных решеток / С. Н. Тугаринов, А. А. Белокопытов, А. В. Лукин, Н. Н. Наumenko, Ф. А. Саттаров, В. В. Серов, Н. М. Шигапова, В. П. Ярцев // Контенант. — 2016. — Том 15. — № 3. — С. 43–50.
- [10] **А. с. № 951224.103 СССР.** Способ нанесения светочувствительных материалов для получения ГОЭ / Ю. Н. Денисюк, З. А. Загорская и др. — Оpubл. 15.08.1980. — Бюлл. № 30.

Various types of highly effective holographic diffraction gratings in JSC “NPO GIPO”

F. A. Sattarov, M. Y. Znamensky, N. M. Shigapova, L. A. Maksakova, T. B. Sidorova, I. I. Khasanova
Scientific and Production Association “State Institute of Applied Optics”, Kazan, Russia

In this paper, we present the results obtained while developing the technological processes foundations for manufacturing holographic gratings using light-sensitive medium based on vacuum-precipitated layers of chalcogenide vitreous semiconductors of As_xSe_{1-x} composition and based on dichromated gelatin.

Keywords: Holographic grating, Chalcogenide vitreous semiconductor, Dichromated gelatin.

61. Формирование сингулярных световых пучков с заданной топологией поляризации на основе микроструктурированных ЖК элементов

Е. А. Мельникова, М. В. Бобкова, В. В. Пекаревич, А. Л. Толстик
Белорусский государственный университет, Минск, Республика Беларусь

Разработаны и экспериментально исследованы электрически управляемые анизотропные жидкокристаллические (ЖК) элементы со сложной начальной топологией распределения оптической оси на основе планарной и твист-структуры ЖК. Разработанные элементы преобразуют линейно-поляризованный световой пучок в пучок с азимутальной или радиальной поляризацией и формируют оптический вихрь с топологическим зарядом $l = \pm 1$.

Ключевые слова: Оптика, Жидкий кристалл, Азимутальная и радиальная поляризация, Сингулярный световой пучок.

Цитирование: Мельникова, Е. А. Формирование сингулярных световых пучков с заданной топологией поляризации на основе микроструктурированных ЖК элементов / Е. А. Мельникова, М. В. Бобкова, В. В. Пекаревич, А. Л. Толстик // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 247–252.

Введение

В настоящее время анизотропные жидкокристаллические (ЖК) среды получили широкое практическое применение и используются как эффективные функциональные материалы в оптических системах отображения информации, а также в многочисленных устройствах для управления световыми пучками и преобразования их физических параметров. Повышенный интерес к данным веществам связан с технологичностью их производства, низкими управляющими напряжениями, малой стоимостью и массогабаритными характеристиками.

Весьма актуальным на данный момент являются задачи создания и преобразования световых полей с заданной поляризационной и фазовой структурой. Наибольший интерес представляют световые пучки с радиальной и азимутальной поляризацией. Такие световые поля находят применение при лазерной обработке материалов, например, при лазерной резке, когда имеет место существенная зависимость эффективности воздействия лазерного излучения на материалы от поляризационной структуры светового поля [1, 2]. В свою очередь широкое применение получили сингулярные световые пучки, или оптические вихри, которые образуются в случае появления на волновом фронте световой волны особых точек, винтовых дислокаций. Данные точки характеризуются неопределенностью фазы и нулевым значением амплитуды световых колебаний, причем волновой фронт такой волны имеет винтообразную структуру [3, 4]. Вихревые пучки находят применение в оптических пинцетах [5], захвате атомов [6], создании волноводных структур и оптической обработке информации [7].

Целью настоящей работы является создание двух электрически управляемых жидкокристаллических элементов (планарный ЖК элемент и твист — ЖК элемент), которые преобразуют линейную поляризацию гаусового светового пучка в радиальную или азимутальную поляризацию и формируют сингулярные световые пучки.

1. Структура и создание ЖК элементов

Известно, что направление оптической оси в планарно ориентированном слое нематического жидкого кристалла определяется направлением директора молекул ЖК и может изменяться путем воздействия внешнего электрического поля [8].

Разработанный и созданный оптический планарный ЖК элемент, представляет собой электрически управляемую двулучепреломляющую ЖК пластинку с неоднородным структурированным распределением локальной оптической оси в поперечной плоскости жидкокристаллической ячейки. Топология распределения директора ЖК в плоскости ячейки представлена на рис. 1а. Такой элемент при значениях набега фазы между обыкновенным и необыкновенным лучами равным $\Delta\Phi = \pi(2n + 1)$ функционирует как полуволновая пластинка, которая поворачивает входную поляризацию светового поля на угол, равный двойному углу между локальной ориентацией оптической оси и вектором напряженности входного излучения, таким образом, формируя радиальную (азимутальную) поляризацию светового пучка (рис. 1б). Значение фазового набега контролируется внешним напряжением.

Пространственное распределение директора ЖК формируются фотоориентирующим слоем при его экспонировании излучением с длиной волны 440 нм и

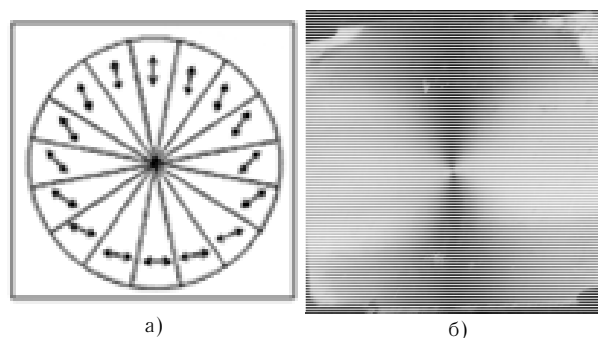


Рис. 1. Пространственное распределение директора ЖК (а) и изображение прошедшего через ЖК ячейку излучения в скрещенных поляризаторах (б)

интенсивностью 15 мВт/см^2 с заданным пространственным распределением поляризации. В качестве фотоориентанта в работе использовалась тонкая пленка азокрасителя AtA-2 (толщина 20–30 нм), разработанного в Институте химии новых материалов НАН Республики Беларусь. Данный азокраситель имеет высокую энергию сцепления с ЖК-молекулами, обладает термо- и фотостабильностью [9]. Для образования заданной анизотропной структуры элемента была создана установка, которая состоит из синего светодиода, двух управляемых вращателей (с поляризатором и образцом) и щели в виде сектора в два градуса. ЖК-ячейка разбивается на 180 секторов, каждый сектор экспонировался излучением светодиода с заданным направлением плоскости поляризации с длиной волны 440 нм и интенсивностью 15 мВт/см^2 в течение 20 секунд. Полное время экспонирования ЖК-ячейки составляет 1 час 20 минут.

Созданный элемент может формировать как азимутальную, так и радиальную поляризацию в зависимости от взаимной геометрии поляризации входного излучения и ориентации ЖК-элемента. Так, например, при фиксированной входной линейной поляризации светового пучка изменение ориентации ЖК-ячейки на 90° позволяет перейти от радиальной поляризации лазерного излучения на выходе ЖК-элемента к азимутальной (рис. 2).

Разработанный и созданный в работе твист-жидкокристаллический элемент представляет собой двулучепреломляющую жидкокристаллическую пластинку с топологией распределения ЖК-молекул, приведенной на рис. 3. На одной из подложек ЖК-ячейки создается однородная планарная ориентация ЖК-молекул, в то время как на другой подложке задается радиальное распределение молекул, где в каждом секторе ЖК-директор направлен по радиусу. Поскольку ориентация ЖК-директора на подложках не совпадает, в объеме жидкого кристалла формируется набор «твист»-структур, закрученных на разный угол φ . В каждом секторе данный угол соответствует углу между направлениями директора на подложке с однородной ориентацией и на подложке с радиальной ориентацией. Благодаря формирующейся «твист»-структуре директора в каждом секторе ЖК-элемента происходит поворот плоскости поляризации входного линейно поляризованного излучения на заданный угол φ и на выходе элемента образуется радиальная либо азимутальная поляризация светового поля и соответственно может использоваться для всех длин волн видимого диапазона спектра.

Для создания такой «твист»-структуры ЖК-ячейка собиралась из подложек с разным ориентирующим покрытием. Для задания однородной планарной ориентации директора ЖК на одной из подложек использовался методика механического натирания тонкой полимерной пленки, которая была использована в качестве ориентирующего покрытия. Радиальная ориентация формировалась при экспонировании азокрасителя AtA-2 по вышеописанной методике.

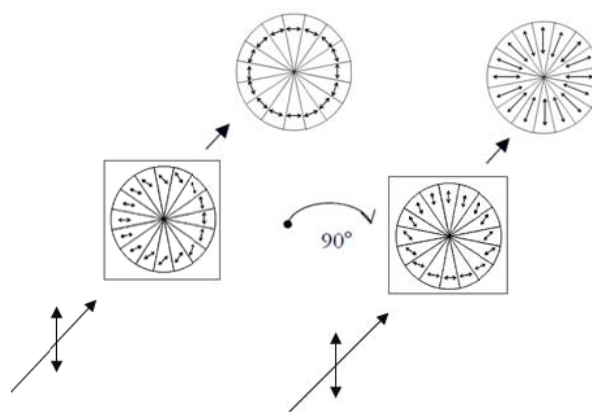


Рис. 2. Изменение радиальной поляризации на азимутальную путем поворота ЖК-ячейки на 90°

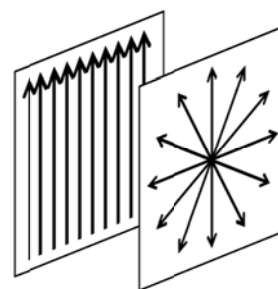


Рис. 3. Схематическое распределение ЖК-молекул на каждой из подложек, где стрелками указано локальное направление директора

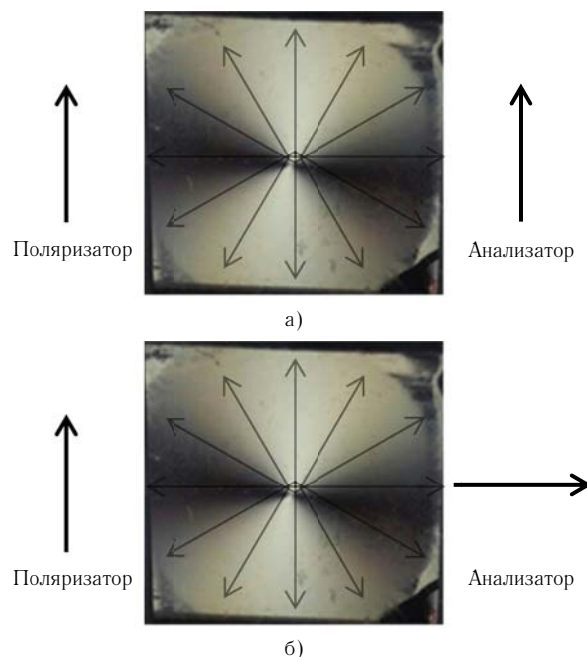


Рис. 3. Изображение твист-элемента в параллельных (а) и скрещенных (б) поляризаторах (стрелками показаны оси поляризатора и анализатора)

Изображение созданного твист-элемента в скрещенных и параллельных поляризаторах без напряжения представлены на рис. 3. Плавное уменьшение интенсивности от наиболее яркой области, отвечающей совпадению поляризации светового пучка на выходе

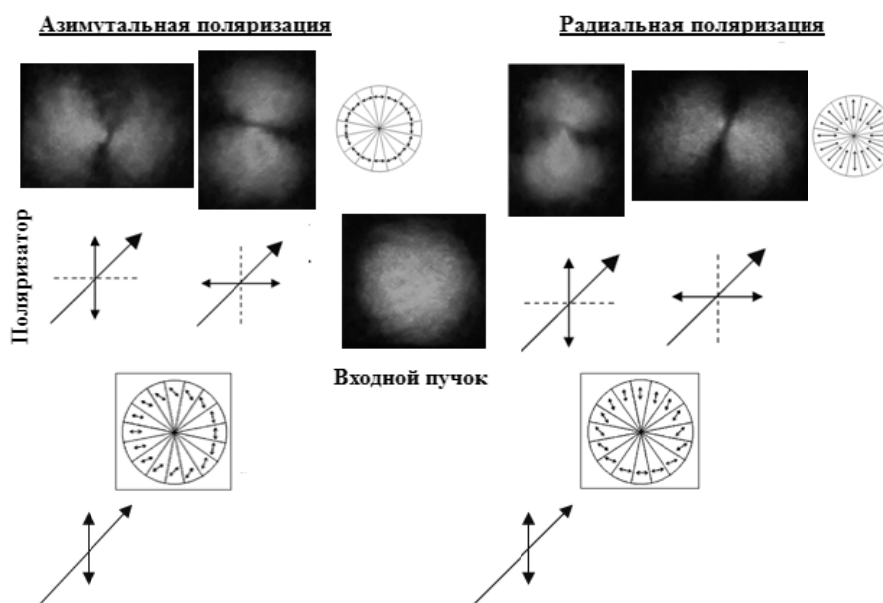


Рис. 4. Схема получения азимутальной или радиальной поляризации линейно поляризованного светового поля на выходе планарного ЖК элемент

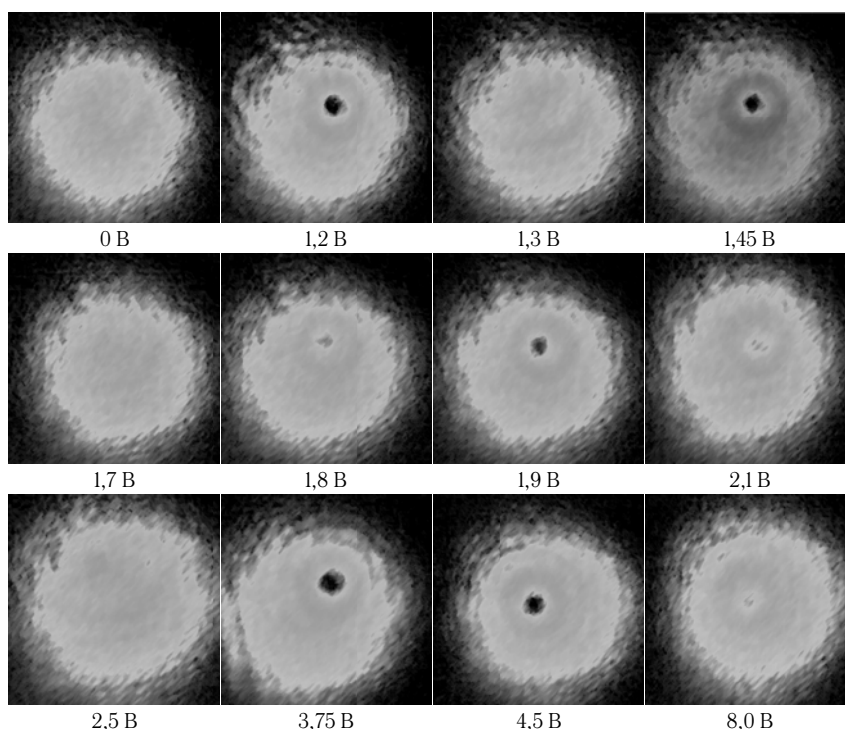


Рис. 5. Поперечное сечение линейно поляризованного гауссова светового пучка на выходе ЖК элемента с S-деформацией ЖК молекул при различных значениях приложенного напряжения

ЖК ячейки с осью анализатора, до темной области, отвечающей ортогональной поляризации светового пучка и оси анализатора.

2. Оптические свойства ЖК элементов

В работе проведен анализ состояния поляризационной структуры выходного светового прошедшего через разработанные ЖК элементы. На исследуемый ЖК элемент направлялось линейно-поляризованное излучение He-Ne лазера длиной волны 632,8 нм и диаметром пучка 5 мм. Пространственное распределе-

ние интенсивности на выходе планарного ЖК элемента при двух ее ориентациях представлено на рис. 4, причем значение набега фазы составляет $\Delta\Phi = 7\pi$. В центральной части рисунка приведена фотография сечения входного гауссова светового пучка. Как видно из рисунка, при изменении ориентации ЖК ячейки возможен переход от азимутальной поляризации светового поля к радиальной.

Для исследования картины распределения интенсивности в поперечном сечении полученных пучков в зависимости от приложенного на ячейку внешнего напряжения на жидкокристаллический элемент

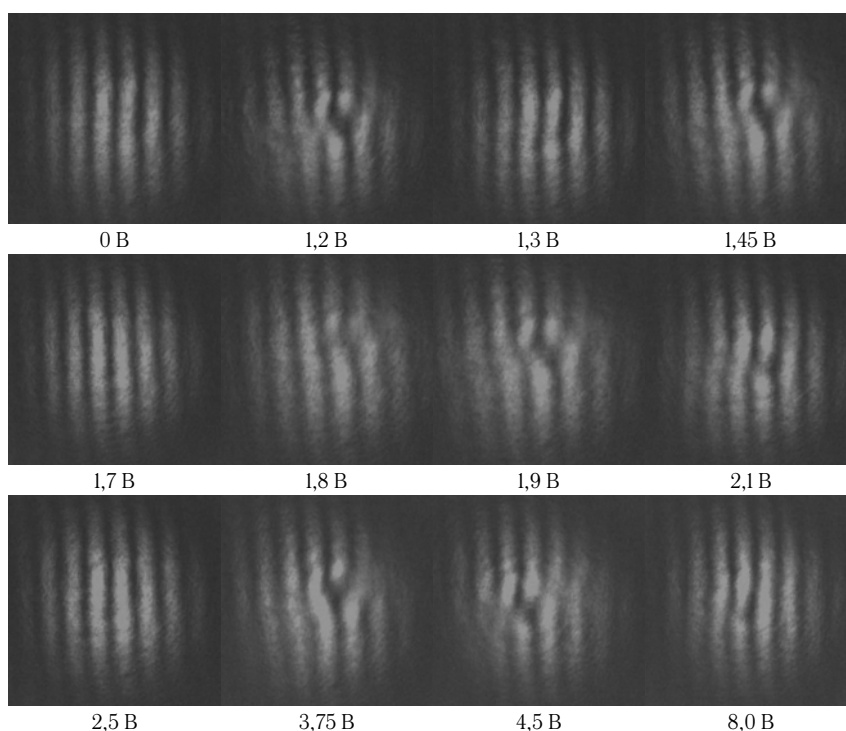


Рис. 6. Результаты исследования сингулярности линейно поляризованного светового пучка на выходе ЖК элемента с *S*-деформацией ЖК молекул

направлялось линейно поляризованное излучение гелий-неонового лазера с длиной волны 632,8 нм и диаметром пучка 2 мм, что соответствовало азимутальной поляризации светового поля на выходе ЖК-элемента. На ЖК ячейку подавалось внешнее напряжение, величина которого изменялось от 0 до 8 В, что отвечало значениям напряженности электрического поля до 4 кВ/см при толщине слоя жидкого кристалла 17 мкм.

Экспериментальные результаты преобразования пространственной структуры линейно поляризованного светового пучка планарным ЖК элементом приведены на рис. 5. Как видно из результатов эксперимента, линейно поляризованный гауссовый пучок, пройдя через ЖК элемент, может иметь различную картину распределения интенсивности в сечении пучка в зависимости от приложенного напряжения. При определенных значениях напряжения в центре сечения пучка появляется провал интенсивности, который становится наиболее четким при значениях напряжения, которые соответствуют выполнению условия для фазового набегу между обыкновенным и необыкновенным лучами $\Delta\Phi = \pi(2n + 1)$. В случае, когда приведенное выше условие не выполняется, пластинка осуществляет частичное преобразование светового поля [10], и пучок имеет гауссово распределение интенсивности или близкое к нему. Полученные результаты согласуются с экспериментальными исследованиями зависимости величины двулучепреломления от приложенного на ЖК ячейку с планарной ориентацией молекул напряжения.

Наличие провалов интенсивности свидетельствует об образовании азимутальной (радиальной) по-

ляризации светового поля и говорит о возможности образования винтовой дислокации на волновом фронте светового пучка. Формирование сингулярных световых полей есть чисто фазовый эффект. Исходя из этого, наилучшим способом идентификации таких световых пучков является способ, основанный на получении интерферограмм плоской волны и оптического вихря. В этом случае в картине распределения интерференционных полос наблюдается характерная вилка, количество разветвлений и ориентация которой зависит от топологического заряда сингулярного пучка.

На рис. 6 представлены экспериментальные данные получения картины интерференции исследуемых световых пучков и опорной плоской волны для разных значений приложенного напряжения на ЖК ячейке. Как видно из результатов экспериментального исследования, при значениях напряжения, которые соответствуют формированию азимутальной (или радиальной) поляризации светового поля, интерференционные полосы имеют «вилку» — подобную структуру, а расщепление интерференционной линии на большее число линий происходит в месте образования винтовой дислокации. Топологический заряд формирующегося оптического вихря как для азимутальной поляризации светового пучка, так и для радиальной составляет $l = +1$.

Профиль сечения пучка в зависимости от приложенного внешнего напряжения к ЖК элементу с *T*-деформацией ЖК молекул представлен на рис. 7. Линейно поляризованный световой пучок на выходе ЖК элемента имеет разную картину распределения интенсивности. При напряжениях на ЖК элементе от 1,1 до 2,4 В в профиле сечения пучка наблюдаются черные

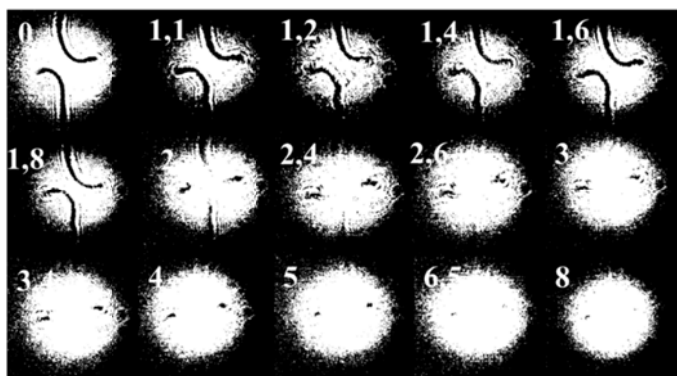


Рис. 8. Поперечное сечение линейно поляризованного гауссова светового пучка на выходе ЖК элемента с T -деформацией ЖК молекул при различных значениях приложенного напряжения

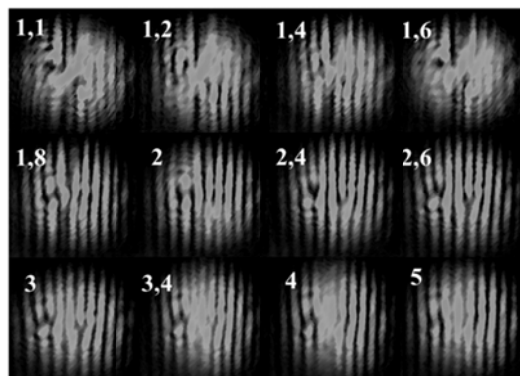


Рис. 9. Результаты исследования сингулярности циркулярно поляризованного светового пучка на выходе ЖК элемента с T -деформацией ЖК молекул. Цифрами обозначено значение напряжений в вольтах.

полосы — рассеяние света на дисклинациях. Причиной наличия дисклинаций в «твист» структуре является резкое изменение направления закрутки молекул ЖК при значениях угла ориентации директора $\varphi = \pi$ и $\varphi = \pi/2$. В местах, где встречается разное направление закрутки ЖК молекул, и возникают дисклинации, которые в профиле сечения пучка, прошедшего через такой ЖК элемент образуют провалы интенсивности в виде темных полос. При напряжении в 2,4 вольта дисклинация пропадает — большинство молекул в объеме ЖК переориентируется и «твист» структура ЖК раскручивается, а в сечении пучков наблюдаются два провала интенсивности, что может свидетельствовать о возникновении оптических вихрей в данных точках.

В случае интерференции линейно поляризованной плоской световой волны и световой волны на выходе ЖК элемента при значениях напряжения, соответствующие появлению двух провалов интенсивности в сечении пучка, в распределении интерференционных полос не наблюдалось характерных для сингулярных полей вилок.

Наряду с линейно поляризованным светом для твист ЖК элемента было проведено экспериментальное исследование преобразования циркулярно поляризованного светового пучка. В профиле сечения пучка в зависимости от напряжения наблюдается та же картина распределения интенсивности, что и для линейно поляризованного светового поля. В случае интерферограмм при напряжениях, которые соответствуют появлению провалов интенсивности, наблюдается расщепление интерференционной линии на большее число линий, которое происходит в месте образования винтовой дислокации, а топологический заряд формирующегося оптического вихря для левой и правой круговой поляризации соответственно равен $l = \pm 1$ (рис. 9).

Заключение

Таким образом, разработанные и созданные в работе ЖК элементы со сложной начальной топологией ориентации ЖК молекул позволяет осуществлять электрически контролируемое преобразование поляризационной и фазовой структуры лазерного излучения.

Список источников

- [1] Niziev, V. G. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency / V. G. Niziev, A. V. Nesterov // J. Phys. — 1999. — Vol. 32. — P. 1455–1461.
- [2] Nesterov, A. V. Laser beams with axially symmetric polarization / A. V. Nesterov, V. G. Niziev // J. Phys. — 2000. — Vol. 33. — P. 1817–1822.
- [3] Короленко, П. В. Оптические вихри / П. В. Короленко // Соровский образовательный журнал. — 1998. — № 6. — С. 94–99.
- [4] Абрамочкин, Е. Г. Вращающиеся световые поля и сингулярная оптика / Е. Г. Абрамочкин, В. Г. Волостников // Вестник СамГУ. — 2002. — С. 71–114.
- [5] Абрамян, В. К. Применение аксиально-симметричной фазовой и круговой дифракционной волновой пластин в оптических пинцетах / Известия НАН Армении, Физика. — 2015. — Том 50. — № 3. — С. 321–330.
- [6] Franke-Arnold, S. Optical ferris wheel for ultracold atoms / J. Leach, M. J. Padgett, V. E. Lembessis, D. Ellinas, A. J. Wright, J. M. Girkin, P. Ohberg, and A. S. Arnold // Opt. Express. — 2007. — Vol. 15. — № 14. — P. 8619–8625.
- [7] Molina-Terriza, G. Twisted photons / G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner // Nat. Phys. — Vol. 3. — № 5. — P. 305–310.
- [8] Блинов, Л. М. Электро- и магнитооптика жидких кристаллов. / Л. М. Блинов. — М.: Наука, 1928. — 384 с.
- [9] 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 // J. Appl. Spectr. — 2016. — Vol. 83. — № 1. — P. 115–120.
- [10] Slussarenko, S. Tunable liquid crystal q-plates with arbitrary topological charge / S. Slussarenko, A. Murauski, T. Du, V. Chigrinov, L. Marrucci, E. Santamato // Optics express. — 2011. — Vol. 19. — № 5. — P. 4085–4090.

Forming of singular light beams with a given topology of polarization on the basis of microstructured lc elements

E. A. Melnikova, M. V. Bobkova, V. V. Pekarevich, A. L. Tolstik
Belarusian State University, Minsk, Republic of Belarus

Electrically controlled anisotropic liquid crystal (LC) elements with a complex initial topology of the optical axis distribution based on the planar and twist structure of the liquid crystal are developed and experimentally investigated. The developed LCD elements convert a linearly polarized light beam into a beam with azimuthal or radial polarization and form an optical vortex with topological charge $l = \pm 1$.

Keywords: Optics, Liquid crystal, Azimuthal and radial polarization, Singular light beam.

V. Объемная голография и
фоточувствительные
материалы для
голографии

62. Нелокальность фотоотклика объемных полимерных голографических сред

О. В. Андреева, Б. Г. Манухин, Н. В. Андреева, С. А. Чивилихин

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Представлено экспериментальное исследование изменений оптических параметров образцов полимерной регистрирующей среды полиметилметакрилат с фенантренхином (ФХ/ПММА) под воздействием излучения. Показано, что обратимые изменения, обусловлены нагревом при регистрации голограмм приводят к нелокальности отклика образцов на световое воздействие и приводят к деформации регистрируемой интерференционной структуры. Продемонстрировано, что величина нелокальности фотоотклика увеличивается при увеличении плотности мощности воздействующего излучения и уменьшении периода регистрируемых интерференционных структур.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Объемные регистрирующие среды.

Цитирование: Андреева, О. В. Нелокальность фотоотклика объемных полимерных голографических сред /

О. В. Андреева, Б. Г. Манухин, Н. В. Андреева, С. А. Чивилихин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 255–257.

Объемные голограммы, благодаря своим уникальным возможностям [1] в последние десятилетия находят все более широкое применение в качестве узкополосных селекторов излучения в оптическом приборостроении, оптических линиях связи; различного рода сенсоров, в том числе биомедицинских [2]; в системах архивной памяти для записи и хранения информации [3]. Перспективы практических приложений объемных высокоселективных голограмм связаны, в первую очередь, с прогрессом в области разработки, создания и исследования объемных регистрирующих сред, обладающих стабильными и воспроизводимыми характеристиками, обеспечивающими эффективную запись, неструктурное считывание и долговременное хранение информации.

Объект исследования — полимерный регистрирующий материал для записи объемных голограмм на основе ПММА с органическим красителем фенантренхином — ФХ/ПММА, один из наиболее перспективных материалов для создания высокоселективных оптических элементов, систем архивной памяти и использования в научных исследованиях [4]. Образцы изготовлены по технологии [5], позволяющей получать образцы с концентрацией ФХ $\approx 0,6\%$ со стабильными и воспроизводимыми параметрами среды, необходимыми для записи голограмм. Образцы изготавливаются в форме дисков диаметром 20–80 мм и толщиной 1–5 мм, обеспечивают запись интерференционной структуры с пространственной частотой от 100 мм^{-1} и выше и сохранность записанной информации более 10 лет [5].

При экспонировании образцов ФХ/ПММА процесс преобразования ФХ в ФП и присоединения ФП к молекулам ПММА имеет ряд вариантов, определяемых условиями экспонирования. Несмотря на определенные достижения в области моделирования процесса экспонирования сред ФХ/ПММА, практически не представляется возможным использовать имеющиеся

математические модели для оценки результатов конкретного эксперимента, т. к. значения числовых параметров разработанных моделей, во многом определяются технологическим режимом изготовления образцов и условиями проведения эксперимента [6].

Предполагается, что этапы записи голограммы не меняют структуру, оптические и физико-механические параметры полимера (ПММА), выполняющего роль каркаса. В то же время преобразование ФХ в ФП, сопровождаемое изменением спектрального поглощения среды, приводит к изменению ее показателя преломления на величину $\Delta n^{\text{ФП/ФХ}}(\lambda)$

$$\Delta n^{\text{ФП/ФХ}}(\lambda) = n^{\text{ФП}}(\lambda) - n^{\text{ФХ}}(\lambda),$$

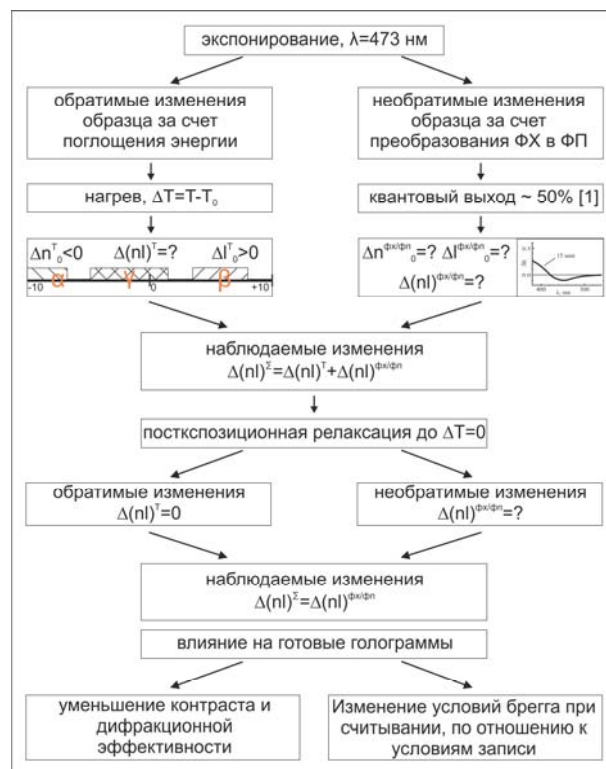


Рис.1. Схема воздействия актиничного излучения на образцы материала ФХ/ПММА

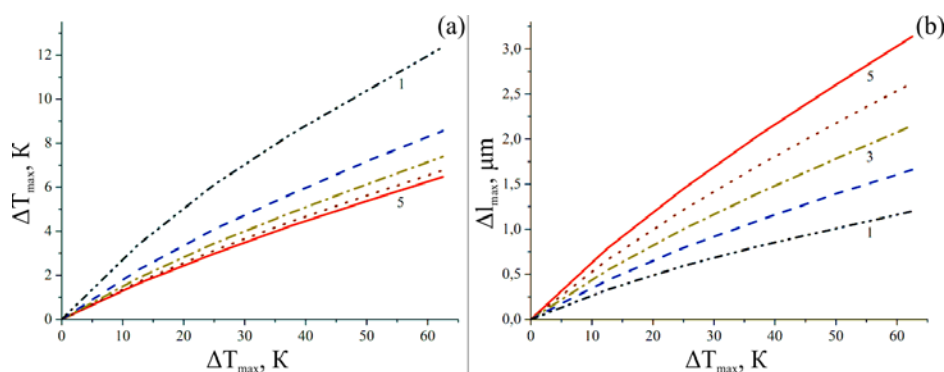


Рис.2. Максимальное изменение температуры, ΔT_{\max} (а) и максимальное изменение толщины, Δl_{\max} (б), образцов ФХ/ПММА разной толщины l ($1 < l < 5$) при варьировании плотности мощности воздействующего излучения, E_0 , с длиной волны 473 нм

где $n^{\text{ФП}}$ — средний показатель преломления среды после полного преобразования ФХ в ФП; $n^{\text{ФХ}}$ — средний показатель преломления среды с ФХ в исходном состоянии до начала экспонирования.

Процесс фотохимического преобразования является необратимым и сопровождается нагревом (квантовый выход 50 %) за счет поглощения энергии. Схема на рис. 1 иллюстрирует изменение оптической толщины образцов, $\Delta(nl)$, в процессе их экспонирования и свидетельствует о том, что ввиду не только количественной, но даже и качественной неопределенности изменения параметров (неопределенность знака изменений) невозможно для конкретного эксперимента заранее оценить вклад необратимых и обратимых эффектов, сопровождающих запись голограммы.

Результаты расчетов пространственно-временных изменений температуры образца при его экспонировании представлены на рис. 2а в виде зависимости максимально достижимых изменений температуры образцов различной толщины от плотности мощности воздействующего излучения $\Delta T_{\max}(E_0)$.

Увеличение температуры образца при экспонировании приводит к соответствующему изменению его линейных размеров, а именно $\Delta l/l = \alpha \Delta T$, где α — температурный коэффициент линейного расширения образца (часть 1). При этом максимальное изменение толщины образца, Δl_{\max} , обусловленное изменением температуры, определяется следующим образом.

$$\Delta l_{\max} = \Delta T_{\max} \alpha l.$$

Список источников

- [1] **Denisyuk, Y. N.** Holography and its prospects (review) / Y. N. Denisyuk // J. Appl. Spectrosc. — 1980. — № 33. — P. 901–915.
- [2] **Liu, H.** Temperature-induced spectrum response of a volume grating as an effective strategy for holographic sensing in an acrylamide polymer part II: physical mechanism / H. Liu, D. Yu, K. Zhou, D. Mao, L. Liu, H. Wang, W. Wang, Q. Song // Appl. Opt. — 2016. — Vol. 55. — P. 9917–9924.
- [3] **Hemmer, P.** «Holographic Optical Memories» in Holography for the New Millennium / P. Hemmer, S. Shahriar, J. Ludman, H. J. Caulfield // Springer New York. — 2002. — P. 179–189.
- [4] **Yu, D.** Holographic storage stability in PQ-PMMA bulk photopolymer / D. Yu, H. Liu, Y. Jiang, X. Sun // Opt. Commun. — 2010. — Vol. 283. — P. 4219–4223.
- [5] **Andreeva, O. V.** Light-Sensitive Media-Composites for Recording Volume Holograms Based on Porous Glass and Polymer / O. V. Andreeva, O. V. Bandyuk // Holograms. Recording Materials and Applications (I. Naydenova, ed.). — 2011. — P. 45–70.

- [6] **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 // *Appl. Opt.* — 2017. — Vol. 56. — P. 7351–7357.

Photoresponse nonlocality of polymer volume holographic media

O. V. Andreeva, B. G. Manukhin, N. V. Andreeva, S. A. Chivilikhin

Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

An experimental research of changes of the optical parameters of phenanthrenequinone-doped polymethylmethacrylate (PQ/PMMA) samples during the process of irradiation is presented. It was demonstrated that heating induced reversible changes lead to a decrease of the optical thickness. It was demonstrated that there is a nonlocality of photoresponse during recording holograms on the polymer samples.

Keywords: Optics, Holography, Volume recording media.

63. Новый тип непоглощающих в видимой области спектра материалов для голографической записи

М. А. Бугаков¹, Н. И. Бойко¹, В. Audia², G. Cipparrone^{2,3}, В. П. Шибяев¹

¹ Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия

² Physics Department, University of Calabria, Rende, Cosenza, Italy

³ IPCF-CNR LiCryL, University of Calabria, Rende, Cosenza, Italy

В данной работе изучены процессы голографической записи поляризационных дифракционных решеток в тонких аморфизованных пленках фотохромных жидкокристаллических триблок-сополимеров, содержащих водородно-связанные азобензольные группы. Разработан подход к последующему удалению азобензольных групп из пленки полимера с сохранением записанной ранее дифракционной решетки с целью обеспечения прозрачности во всей области видимого спектра. Проведен анализ и предложен возможный механизм исследованных фотооптических процессов.

Ключевые слова: Фотохромные блок-сополимеры, Поляризационные дифракционные решетки, Азобензолсодержащие полимеры, Запись голографических дифракционных решеток.

Цитирование: Бугаков, М. А. Новый тип непоглощающих в видимой области спектра материалов для голографической записи / М. А. Бугаков, Н. И. Бойко, В. Audia, G. Cipparrone, В. П. Шибяев // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 258–260.

Полимерные материалы, содержащие азобензольные фрагменты, представляют значительный интерес для различных оптических применений, в частности для голографической записи [1–7]. Это обусловлено возможностью наведения двулучепреломления в таких материалах под действием света определённой длины волны и поляризации [8–10]. Наведение двулучепреломления вызвано повторяющимися циклами *транс-цис-транс* фотоизомеризации азобензольных групп, которые приводят к изменению ориентации таких анизометричных молекулярных фрагментов.

В свою очередь использование различных интерференционных картин (в простейшем случае от двух световых лучей) позволяет записывать в таких пленках дифракционные решетки. При голографической записи дифракционных решеток в пленках азобензолсодержащих полимеров различают два основных типа решеток: поверхностно-рельефные и поляризационные. В первом случае разность оптического хода светового луча реализуется за счет изменения толщины пленки полимера в ходе голографической записи (бла-

годаря массопереносу). В втором случае разность оптического хода достигается за счет модуляции показателя преломления при неизменной толщине пленки. В зависимости от условий проведения эксперимента в образце может записываться либо один из описанных типов решеток, либо некоторое их сочетание. Поляризационные решетки, записанные в пленках азобензолсодержащих полимеров, обладают рядом интересных особенностей, в частности возможностью полной перезаписи решетки, чувствительностью дифракционной картины к поляризации считывающего луча и т. д. Это заметно отличает данный тип решеток от поверхностно-рельефных. Несмотря на все преимущества азобензолсодержащих полимеров, как сред для голографической записи, важной их особенностью является чувствительность к синей и зеленой части видимого спектра. Это несколько ограничивает возможности потенциального использования оптических элементов на их основе лишь красной и ближней ИК областью спектрального диапазона.

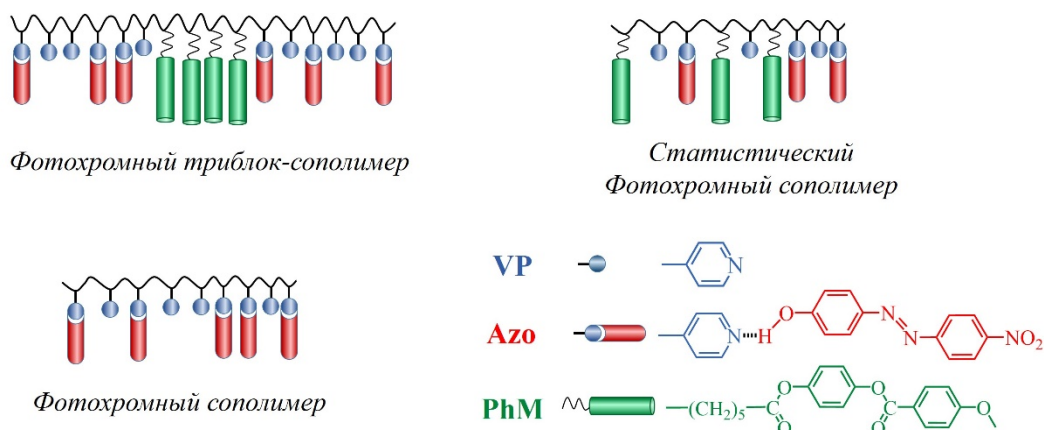


Рис. 1. Химическая структура изученных фотохромных триблок-сополимеров и модельных полимеров (фотохромного сополимера и статистического сополимера)

Исходя из вышесказанного, целью данной работы была 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 симметричные жидкокристаллические (ЖК) триблок-сополимеры, центральный субблок которых содержит нефотохромные фенилбензоатные группы, образующие нематическую ЖК фазу (рис. 1). Периферийные субблоки являются аморфными и фотохромными за счет присутствия в них азобензольных фрагментов. Азобензольные фрагменты присоединялись к основной полимерной цепи за счет образования водородной связи между пиридиновым фрагментом мономерного звена и фенольной группой низкомолекулярного азобензольного производного. Всего было изучено пять триблок-сополимеров с различным содержанием азобензолсодержащих фрагментов, объемная доля которых варьировалась от 0,21 до 0,62. Также была изучена возможность записи дифракционных решеток на пленках фотохромного полимера, моделирующего поведение фотохромного субблока триблок-сополимеров и на пленках статистического сополимера (рис. 1). В качестве источника излучения для записи решеток использовали аргоновый лазер ($\lambda = 457$ нм, $P = 50$ мВт). Для записи решеток использовали интерференционную картину от двух циркулярно поляризованных лучей с противоположной поляризации с периодом 25 мкм. За запись решеток следили по интенсивности 1-ого дифракционного максимума дифракционной картины красного луча (He-Ne лазер, $\lambda = 633$ нм). Дифракционная эффективность (ДЭ) рассчитывалась как процентное отношение интенсивности первого дифракционного максимума к исходной интенсивности считывающего луча.

Варьируя объемную долю центрального и периферийных фотохромных субблоков, а также соотношение между пиридиновыми фрагментами и низкомолекулярным азобензольным производным, продемонстрировано влияние объемных долей фотохромного и нефотохромных ЖК субблоков на дифракционную эф-

фективность записываемых решеток в аморфизованных пленках триблок-сополимеров. Полученные значения ДЭ лежат в диапазоне от 0,17 до 0,67 в зависимости от состава триблок-сополимера. Показано, что записанные дифракционные решетки являются поляризационными т. е. модуляция толщины пленки в ходе облучения образца пленки интерференционной картиной, отсутствует. Установлено влияние отжига записанных голографических решеток на дифракционную эффективность. Обнаружено, что модельный фотохромный полимер и статистический сополимер оказываются заметно менее эффективными средами для голографической записи решеток по сравнению с триблок-сополимерами (ДЭ равны 0,09 и 0,30, соответственно).

Обработка пленок триблок-сополимеров с записанными дифракционными решетками органическим растворителем позволила практически полностью удалить азобензольные фрагменты. Полученные полимерные пленки с записанной дифракционной решеткой не поглощают излучение видимого диапазона т. е. бесцветны. Однако, удаление азобензольных фрагментов приводило к некоторому падению дифракционной эффективности, которое существенно зависело от соотношения объемных долей фотохромного и нефотохромного субблока. Путем подбора оптимального соотношения объемных долей субблоков, составляющих блок-сополимер удалось минимизировать падение дифракционной эффективности при вымывании азобензольного производного.

Таким образом, в данной работе показана возможность голографической записи поляризационных 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 № 14-13-00379).

Список источников

- [1] **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 // *J. Mater. Chem.* — 2011. — Vol. 21. — № 39. — P. 15437.
- [2] **Priimagi, A.** Efficient Surface-Relief Gratings in Hydrogen-Bonded Polymer–Azobenzene Complexes / A. Priimagi, K. Lindfors, M. Kaivola, P. Rochon // *ACS Appl. Mater. Interfaces.* — 2009. — Vol. 1. — № 6. — P. 1183–1189.
- [3] **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.
- [4] **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 // *J. Phys. Chem. B.* — 2014. — Vol. 118. — № 40. — P. 11849–11854.

- [5] **Cipparrone, G.** Polarization Holographic Recording in Amorphous Polymer with Photoinduced Linear and Circular Birefringence / G. Cipparrone, P. Pagliusi, C. Provenzano, V. P. Shibaev // *J. Phys. Chem. B.* — 2010. — Vol. 114. — № 27. — P. 8900–8904.
- [6] **Zhao, F.** Polarization holographic gratings in an azobenzene copolymer with linear and circular photoinduced birefringence / F. Zhao, C. Wang, M. Qin, P. Zeng, P. Cai // *Opt. Commun.* — 2015. — Vol. 338. — P. 461–466.
- [7] **Яковлев, И. В.** Запись, стирание, хранение оптической информации на пленках гребнеобразных жидкокристаллических полимеров / И. В. Яковлев, С. Г. Костромин, С. А. Иванов, В. П. Шibaев. — Всесоюзная Конференция «Проблемы оптической памяти», тезисы докладов. — Москва, 1990. — С. 110–111.
- [8] **Bobrovsky, A.** Comparative study of photoorientation phenomena in photosensitive azobenzene-containing homopolymers and copolymers / A. Bobrovsky, N. Boiko, V. Shibaev, J. Stumpe // *J. Photochem. Photobiol. A Chem.* — 2004. — Vol. 163. — № 3. — P. 347–358.
- [9] **Bobrovsky, A.** Polarised light-induced orientation and reorientation processes and unexpected «memory effect» in side-chain azobenzene-containing LC polymers / A. Bobrovsky, V. Shibaev // *Liq. Cryst.* — 2012. — Vol. 39. — № 3. — P. 339–345.
- [10] **Bugakov, M.** Functionally integrated liquid crystalline photochromic triple block copolymer with locally light- and thermal-controllable sub-blocks / M. Bugakov, N. Boiko, V. Shibaev // *J. Polym. Sci. Part B Polym. Phys.* — 2016. — Vol. 54. — № 16. — P. 1602–1611.

New type of materials non-absorbing in visible region of spectrum for holographic recording

M. A. Bugakov¹, N. I. Boiko¹, B. Audia², G. Cipparrone^{2,3}, V. P. Shibaev¹

¹ Department of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

² Physics Department, University of Calabria, Rende, Cosenza, Italy

³ IPCF-CNR LiCryL, University of Calabria, Rende, Cosenza, Italy

In this report holographic polarization grating recording processes in thin amorphized films of photochromic liquid crystalline triblock copolymers containing hydrogen bonded azobenzene groups have been studied. An approach to moving away of azobenzene groups from polymer films has been developed. It allowed preserving recorded grating and providing transparency over the whole range of visible spectrum. An analysis of the studied photooptics processes has been performed and a possible mechanism of these processes has been suggested.

Keywords: Photochromic block copolymers, Polarization grating, Azobenzene-containing polymers, Holographic grating recording.

64. Высококачественные отражательные брэгговские решетки в фоточувствительном полиметилметакрилате (PMMA)

В. М. Петров

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Полиметилметакрилат (PMMA), хорошо известный как «органическое стекло», является подходящим материалом для записи различных голограмм. Для того, чтобы создать в нём фоточувствительность, необходимо добавить в исходный мономер фотоинициатор, обеспечивающий чувствительность в заданном спектральном диапазоне. После экспозиции записывающим светом, стартует реакция полимеризации, которая приводит к изменению показателя преломления в освещённых местах. Таким образом, если такой материал осветить периодической интерференционной картиной, то в нем через некоторое время возникнет соответствующее периодическое распределение показателя преломления [1, 2].

Ключевые слова: Брэгговские дифракционные решетки.

Цитирование: Петров, В. М. Высококачественные отражательные брэгговские решетки в фоточувствительном полиметилметакрилате (PMMA) / В. М. Петров // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 261–262.

По сравнению с другими голографическими материалами, например, фоторефрактивными кристаллами, главным достоинством светочувствительных полимеров является их цена, практически полное отсутствие зависимости от ориентации плоскости поляризации считывающего света, и возможность относительно дешёвого массового производства, что делает их привлекательными для коммерческого использования.

В данной работе мы исследовали свойства отражательных решёток Брэгга, записанных в PMMA. Известно, что отражательные решётки Брэгга обладают высокой спектральной селективностью, что позволяет их использовать в качестве узкополосных оптических фильтров во многих приложениях, и, в том числе, в волоконно-оптических линиях связи, использующих принципы спектрального уплотнения (WDM, DWDM).

Геометрия эксперимента показана на рис. 1. Данная геометрия была выбрана исходя из следующих условий. Длина волны Брэгга λ_B — длина волны, используемая для считывания должна находиться в телекоммуникационном диапазоне 1500–1600 нм. Отметим, что такая схема записи решёток, когда для записи используется пропускающая геометрия, а для считывания — отражательная, была отработана и успешно применялась для записи фоторефрактивных решёток в ниобате лития [3, 4].

Для определённости положим, что $\lambda_B = 1550$ нм. Показатель преломления PMMA в этом диапазоне длин волн $n = 1,47$. Из известного условия Брэгга для отражательной геометрии можно определить требуемый период голографической решётки

$$\Lambda = \frac{\lambda_B}{2n} = \frac{1550 \text{ нм}}{2 \cdot 1,47} \approx 527,2 \text{ нм}. \quad (1)$$

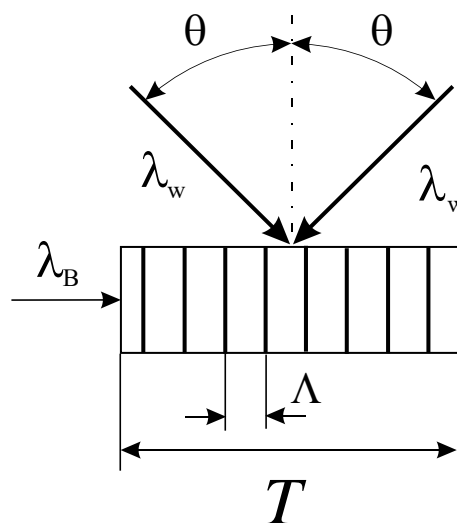
Наиболее эффективные фотоинициаторы относятся к сине-зелёной области спектра. Нами был выбран в качестве фотоинициатора *titanium biscyclopentadienyl dichloride (titanocenechloride)*. В качестве термоинициатора — *azobisisobutyronitril*

(AIBN). Для записи мы использовали Ag^+ лазер с длиной волны излучения $\lambda_w = 351$ нм. Тогда угол записи θ определяется из соотношения

$$\Lambda = \frac{\lambda_w}{2\sin\theta}. \quad (2)$$

И составляет примерно $19,44^\circ$. Таким образом, решётки записывались в пропускающей геометрии, а считывались — в отражательной. Мощность записывающего света составляла примерно 100 мВт/см^2 , время экспозиции варьировалось в интервале 10–300 с. Размеры исследуемых образцов составляли $3 \times 3 \times 10 \text{ мм}^3$ и $3 \times 3 \times 6 \text{ мм}^3$. Считывающий свет распространялся вдоль длинной стороны.

На рис. 2 показаны примеры передаточных функций полученных отражательных решёток: зависимость дифракционной эффективности решётки от длины волны считывающего света. Для считывания использовался перестраиваемый по длине волны полупроводниковый лазер с диапазоном перестройки 1456–



λ_B — длина волны Брэгга (считывание), λ_w — длина волны записи, θ — угол записи, Λ — период голографической решётки, T — длина решётки

Рис. 1. Геометрия записи–считывания

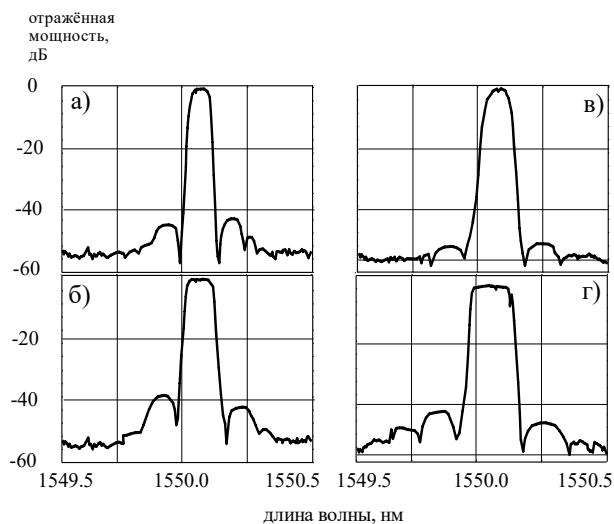


Рис. 2. Примеры передаточных функций отражательных решёток, записанных в PMMA: а), б) — длина решётки $T = 10$ мм; в), г) — $T = 6$ мм

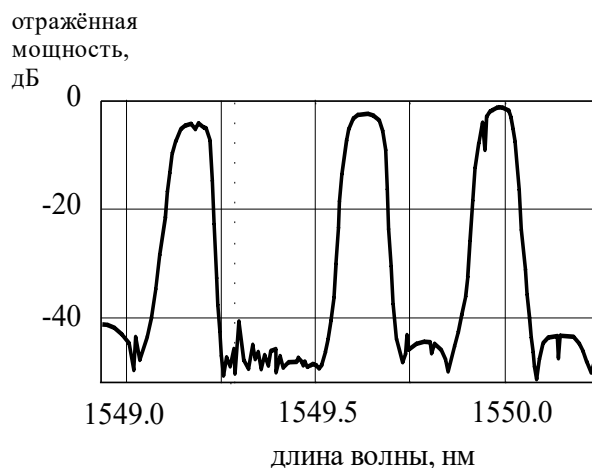


Рис. 3. Пример последовательной записи трёх отражательных решёток

1583 нм и шагом перестройки 10 фм. На рис. 2а, 2б показаны передаточные характеристики решёток длиной $T = 10$ мм и $T = 6$ мм, рис. 2в, 2г для разных экспозиций записывающим светом. Зависимости а и в соответствуют линейному режиму записи, рис. 2б и 2г — соответствуют режиму переэкспозиции. Можно заметить, что в этом случае форма передаточной характеристики приобретает П-образный вид, что указывает на наличие высших пространственных гармоник в профиле решётки. Дифракционная эффективность достигала 95–98 %, поглощение образцов с записанными голограммами составляло 1–3 %.

На рис. 3 показаны передаточные функции трёх последовательно мультиплексированных решёток. Решётки записывались в два этапа. Сначала записывалась одна решётка, запись прерывалась, производилось изменение угла записи θ на угол $\theta + \delta\theta$, и образец

повторно освещался интерференционной картиной с изменённым периодом $\Lambda + \delta\Lambda$. Для записи третьей решётки процесс повторялся.

Следует отметить, что при оптимально выбранных режимах записи, практически отсутствует влияние процесса записи предыдущей решётки на последующую.

Таким образом, в данной работе экспериментально продемонстрирована эффективность голографической записи в полиметилметакрилате (PMMA). Спектральная селективность решёток составила 0,1–0,2 нм, что позволяет их использовать в системах оптической связи со спектральным уплотнением (DWDM).

Список источников

- [1] **Havermeyer, F.** Nondestructive Resolution of Higher Harmonics of Light-Induced Volume Gratings in PMMA with Cold Neutrons / F. Havermeyer, S. F. Lyuksyutov, R. A. Rupp // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 80. — № 15. — P. 3272–3275.
- [2] **Breyer, O.** Holographic recording of Bragg gratings for wavelength division multiplexing in doped and partially polymerized poly(methyl methacrylate) / O. Breyer, I. Nee, F. Havermeyer, K. Buse // *Appl. Opt.* — 2003. — Vol. 42. — № 1. — P. 30–37.
- [3] **Petrov, V. M.** Optical on-line controllable filters based on photorefractive crystals / V. M. Petrov, S. Lichtenberg, J. Petter, T. Tschudi, A. V. Chamrai, V. V. Bryksin, M. P. Petrov // *J. Opt. A: Pure and Appl. Opt.* — 2003. — № 5. — P. 471–476.
- [4] **Arora, P.** Detection of higher nonlinear harmonics of volume photorefractive gratings in reflection geometry / P. Arora, V. M. Petrov, J. Petter, T. Tschudi // *Opt. Comm.* — 2007. — № 278. — P. 423–427.

A high-quality reflective bragg gratings in photosensitive polymethylmethacrylate (PMMA)

V. M. Petrov

Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia

65. Влияние коротковолнового УФ излучения на эффективность голографической записи на содержащих желатин регистрирующих средах

Н. М. Ганжерли¹, С. Н. Гуляев², И. А. Маурер¹

¹ Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе Российской академии наук, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Обсуждаются возможности получения высокоэффективных рельефно-фазовых структур на галоидосеребряных фотоэмульсиях и слоях бихромированного желатина с помощью облучения первоначально зарегистрированных голографических структур коротковолновым УФ излучением с длиной волны менее 250–270 нм на желатин.

Ключевые слова: УФ излучение, Галоидосеребряные фотоматериала, Бихромированный желатин, Голографические диффузоры, Микролинзовые растры, Дифракционные решетки, Полиметилметакрилат, Резисты.

Цитирование: Ганжерли, Н. М. Влияние коротковолнового УФ излучения на эффективность голографической записи на содержащих желатин регистрирующих средах / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 263–270.

Введение

Желатин входит в состав галоидосеребряных фотоэмульсий и бихромированного желатина (БХЖ), которые продолжают занимать лидирующие позиции среди регистрирующих сред для голографии благодаря высоким значениям чувствительности и разрешающей способности [1].

При регистрации голограмм на галоидосеребряных фотоматериалах после проявления и фиксирования возникает первичная амплитудная структура, имеющая низкую дифракционную эффективность (ДЭ) из-за поглощения в слое. Для галоидосеребряных фотоэмульсий разработан ряд технологий преобразования первичной амплитудной голографической записи в рельефно-фазовую. Наиболее распространены технологии прямого и обращаемого отбеливания фотоэмульсий [2–6], а также SHSG-метод (Silver Halide Sensitized Gelatin) [7–11]. Подобные методы включают так называемое неравновесное проявление, т. е. быстрое обезвоживание эмульсии с помощью изопропанола, и приводят к нестабильным результатам, поскольку есть

сильная зависимость конечных результатов от температуры обрабатываемых растворов, концентрации реагентов, типа используемой фотоэмульсии и т. д.

Существуют также способы создания тонких рельефно-фазовых структур, которые не связаны с обязательным включением в процедуру обработки неравновесного проявления [12]. Они базируются на избирательном дублировании, или структурировании желатина, в отбеливателях, содержащих бихроматы (например, отбеливатель R-10) [12–16] либо на деструкции желатина коротковолновым УФ излучением [17]. Фазовая модуляция светового пучка голограммой в этом случае осуществляется за счет поверхностного рельефа. Данные методы позволяют получить значительно более предсказуемые и стабильные результаты.

1. Особенности создания поверхностного рельефа на содержащих желатин светочувствительных материалах при воздействии на них коротковолнового УФ излучения

Желатин, как органическое вещество, хорошо поглощает УФ излучение в приповерхностном слое. На

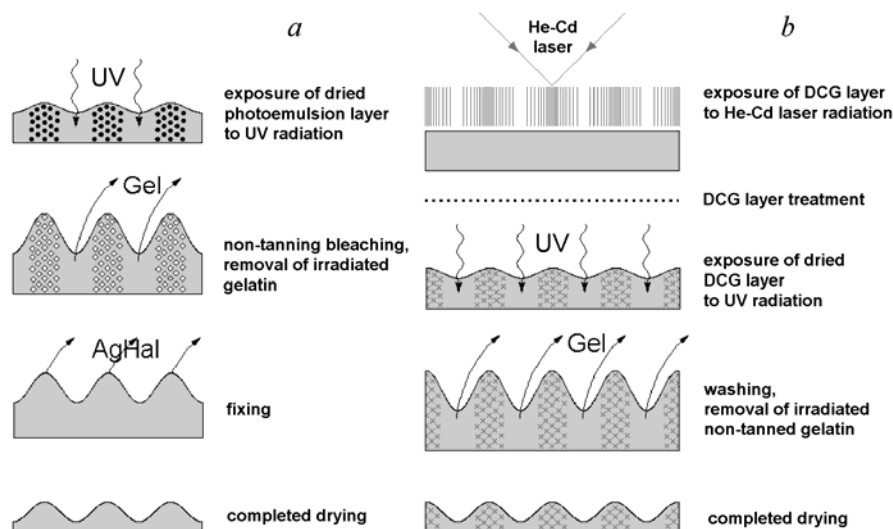


Рис. 1

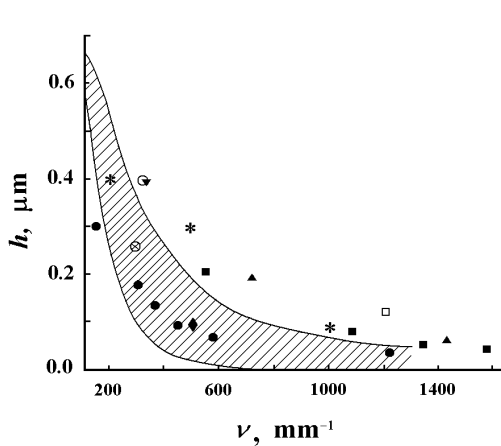


Рис. 2

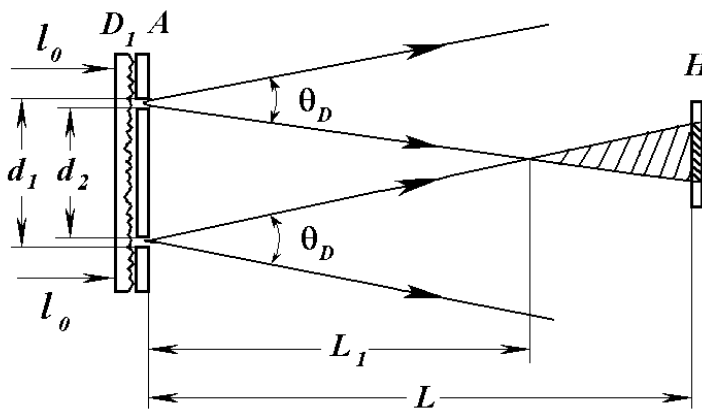


Рис. 3

этом основан метод деструктивного воздействия коротковолновым УФ излучением с длиной волны менее 250–270 нм на желатин фотоэмульсионного слоя с последующим удалением разрушенного желатина в водных растворах (метод ВКУФ) [17, 18]. Количество энергии УФ излучения, поглощённого различными участками желатинового слоя, определяется оптической плотностью серебряного изображения (СИ), которое создается в фотоэмульсии за счет традиционных операций проявления и фиксирования. Участки фотоэмульсии, не содержащие СИ, поглощают УФ излучение более интенсивно и после обработки в воде, вымывающей разрушенный желатин, и сушки приобретают меньшую толщину по сравнению с участками, где УФ излучение экранируется СИ.

Процедура обработки по методу ВКУФ осуществляется по схеме: экспонирование голограмм He–Ne лазером — проявление — фиксирование — облучение фотопластинки УФ излучением — недубящее отбеливание — фиксирование (см. рис. 1а) [17]. Применение заключительных операций отбеливания и фиксирования позволяет удалить СИ из объема фотоэмульсии и получить чисто фазовые структуры. В экспериментах использовался отечественный голографический фотоматериал ПФГ-01. Обработка фотослоев ультрафиолетовым излучением осуществлялась с помощью ртутно-кварцевой лампы высокого давления ДРТ-220.

Метод ВКУФ может быть применен и к слоям БХЖ. В отличие от галогидосеребряных фотоэмульсий, в слоях БХЖ изменение физико-химических свойств желатина осуществляется непосредственно при голографической записи интерференционной картины за счет избирательного светового дубления излучением Ne–Cd лазера в присутствии бихроматов. При этом происходит структурирование, т. е. установление большого количества поперечных связей в максимумах интерференционной картины. Задубленные лазером участки БХЖ за счет наличия большого количества поперечных связей менее подвержены разрушающему воздействию коротковолнового УФ излучения и растворению в воде. В результате горбы поверхностного

рельефа на слое БХЖ образуются в наиболее задубленных местах, т. е. в максимумах интерференционной картины (см. рис. 1б).

2. Голограммные оптические элементы на фотоматериале ПФГ-01

2.1. Создание голографических диффузоров

Голографические диффузоры используются в устройствах формирования светового пучка, в жидкокристаллических дисплеях и световых экранах, в проекционных системах, в том числе, системах воспроизведения голографических изображений и в других устройствах, где возникает необходимость в формировании освещающего пучка с заданными параметрами. В отличие от обычного матового стекла с помощью голографических диффузоров можно управлять шириной индикатрисы рассеяния света для более эффективного использования энергии.

Одним из основных факторов, определяющим рассеивающие свойства голографических диффузоров, является пространственно-частотная характеристика (ПЧХ) светочувствительной среды, отражающая зависимость ДЭ или высоты рельефа голографической структуры от пространственной частоты интерференционной картины. Галогидосеребряные фотоматериалы, независимо от методов получения рельефно-фазовых структур, имеют ограничения по передаче пространственно-частотного спектра. Это может быть теоретически объяснено сглаживающим воздействием сил поверхностного натяжения, возникающих во влажном фотоэмульсионном слое на высоких пространственных частотах. Математическая модель получения рельефно-фазовых голограмм воздействием коротковолнового УФ излучения, описывающая спад ПЧХ в области высоких частот ($\nu = 200–1500 \text{ mm}^{-1}$), приведена в работе [19]. Значения высоты поверхностного рельефа в указанном диапазоне пространственных частот для метода ВКУФ (см. рис. 2, заштрихованная область) хорошо согласуются с данными, полученными применением иных способов создания рельефа как на фотоэмульсионных слоях, так и на слоях БХЖ (см. рис. 2, символы) [19].

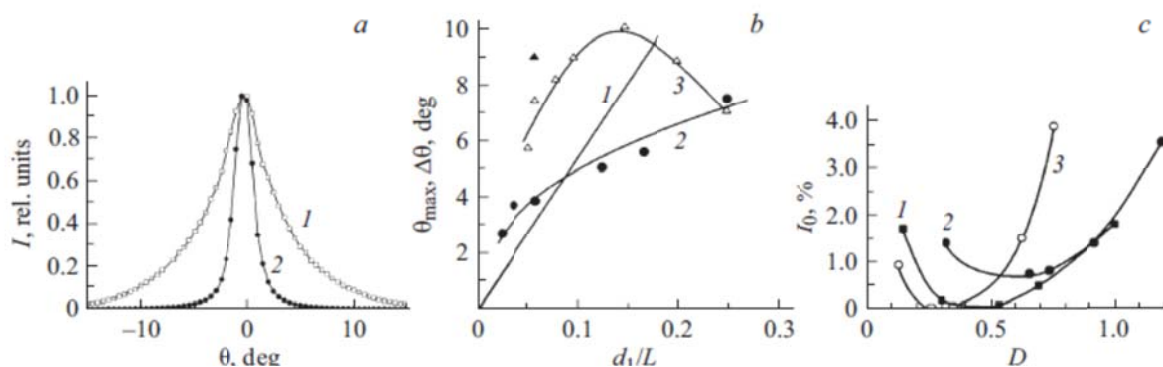


Рис. 4

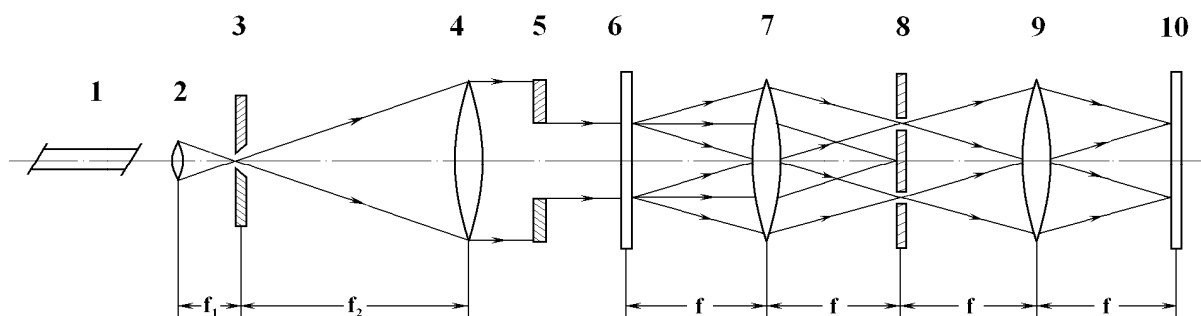


Рис. 5

Регистрация голографических диффузоров на галлодосеребряных фотослоях проводилась по безопорной оптической схеме [20], предложенной для создания спекл-экранов на объемных слоях БХЖ (см. рис. 3). Область регистрируемых голограммой пространственных частот ν определяется апертурой первичного диффузора D_1 согласно приближенной формуле

$$\nu_{\max} \approx d_1 / \lambda L, \tag{1}$$

где ν_{\max} — предельная пространственная частота регистрируемой интерференционной картины, d_1 — диаметр апертуры первичного диффузора, λ — длина волны лазерного излучения, L — расстояние от первичного диффузора до регистрирующей среды H .

Взаимосвязь между рассеивающими характеристиками узконаправленных голографических диффузоров и параметрами оптической схемы регистрации, а также способами фотохимической обработки галлодосеребряных фотоэмульсий исследовалась в работах [21–24]. Для сравнения, кроме метода ВКУФ, также использовался метод преобразования амплитудной голографической записи в рельефно-фазовую с помощью дубящего отбеливания. В экспериментах регистрировались образцы голографических диффузоров при соотношениях внешнего диаметра d_1 к внутреннему d_2 , равных 1,06–1,07 (апертура в виде кольца) и равных ∞ (апертура в виде круга).

Снимались индикатрисы рассеяния диффузоров при разных соотношениях между диаметром d_1 апертуры первичного диффузора и расстоянием L от него до плоскости регистрации для случая круговой апертуры. На рис. 4а приведены индикатрисы рассеяния для $d_1/L = 0,035$ (кривая 1) и 0,02 (кривая 2). Была получена зависимость ширины индикатрисы рассеяния $\Delta\theta$ для круговой апертуры (см. рис. 4б, кривая 2) и для апертуры в виде кольца (рис. 4б, кривая 3) от относительной апертуры первичного диффузора d_1/L . Кривая 1 на рис. 4б показывает предельный угол рассеяния диффузора θ_{\max} , соответствующий максимальной регистрируемой голограммой частоте по формуле (1) в линейном режиме голографической записи. Результаты измерений показали устойчивую корреляцию между величиной относительной апертуры первичного диффузора d_1/L и полушириной индикатрисы рассеяния голографического диффузора (см. рис. 4б), на основе чего можно управлять шириной индикатрисы рассеяния в широких пределах.

Использование кольцевой апертуры первичного рассеивателя позволяет снизить вклад в регистрируемый голограммой спектр самых низких пространственных частот [24] и, следовательно, существенно уменьшить величину пропускаемого диффузором в нулевом порядке дифракции света I_0 . Использование кольцевой апертуры ($d_1/d_2 = 1,07$) приводит к уменьшению почти на порядок величины интенсивности нулевого порядка

I_0 (см. рис. 4с, кривая 1) по сравнению со случаем применения круговой апертуры (см. рис. 4с, кривая 2). Высокая чувствительность галоидосеребряных фотоматериалов даже при использовании задерживающих большое количество света кольцевых апертур позволяет сохранить время экспонирования голограмм в разумных пределах.

В качестве другого способа создания голографического диффузора предложено использовать мультиплексную голограмму, изготовленную на основе регистрации набора дифракционных решеток, повернутых друг относительно друга на небольшой угол δ [26–28]. Подобную структуру можно реализовать путем многократной регистрации интерференционной картины сходящихся на фотопластинке под углом γ двух плоских пучков. При этом производится $N/2$ одинаковых экспозиций, между которыми фотопластинка поворачивается на небольшой фиксированный угол $\delta = 2\pi/N$ вокруг нормали к ее поверхности. Величина угла δ в итоге определяет количество восстанавливаемых мультиплексной голограммой плоских волн N .

После проявления и фиксирования мультиплексная голограмма при ее освещении создает пучки ± 1 порядков дифракции, которые в Фурье-плоскости первой линзы 7 (см. рис. 5) собираются в заполненное N -светящимися точками кольцо (см. рис. 6а). Используя режекторный кольцеобразный пространственный фильтр 8, можно подавить волну нулевого порядка дифракции и уменьшить когерентные шумы мультиплексной голограммы. Восстановленные мультиплексной голограммой плоские волны собираются второй линзой 9 на фотопластинке 10, после экспонирования, проявления и фиксирования которой получается амплитудная голограмма-диффузор.

На рис. 6б приведен Фурье-спектр амплитудной голограммы-диффузора, представляющий собой заполненный светящимися точками круг вдвое большего диаметра по сравнению с Фурье-спектром мультиплексной голограммы (рис. 6а). Плотность расположения светящихся точек за исключением области низких пространственных частот равномерна внутри круга. Проведенный в работе [28] теоретический анализ показывает такой же результат. Очевидно, что плотность расположения светящихся точек в дифракционной картине будет задавать оптические свойства амплитудной голограммы-диффузора. При преобразовании амплитудной голограммы-диффузора в более эффективную рельефно-фазовую структуру с помощью метода ВКУФ дифракционный спектр существенно изменяется вследствие ярко выраженной нелинейности подобного преобразования и генерации высших пространственных гармоник. Ширина индикатрисы рассеяния фазовой голограммы-диффузора и ее форма будут определяться, во-первых, исходным дифракционным спектром амплитудной голограммы-диффузора. Во-вторых, оптические свойства фазовой

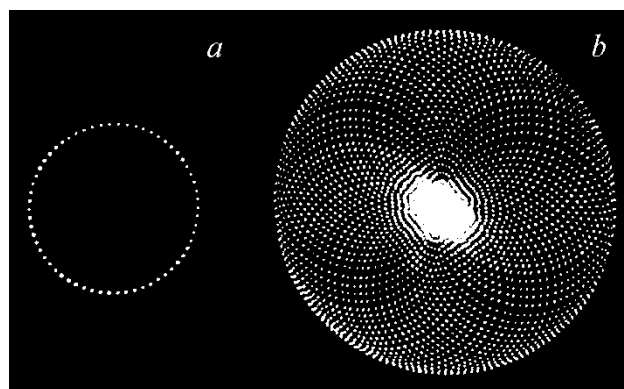


Рис. 6

голограммы-диффузора существенно зависят от самого характера нелинейного преобразования амплитудной структуры в фазовую.

На рис. 4с (кривая 3) приведена зависимость интенсивности нулевого порядка I_0 от средней оптической плотности D первичного СИ амплитудной голограммы-диффузора. Угол схождения пучков γ при записи мультиплексной голограммы составлял $5,6^\circ$. Минимальная величина нерассеянной компоненты I_0 лежит в интервале $0,05-0,07\%$, независимо от угла схождения пучков γ . Этот результат существенно лучше значений I_0 ($0,1-0,2\%$), которые получены при синтезе голографических диффузоров по безопорной схеме при использовании стеклянного матового стекла в качестве первичного диффузора и кольцевой апертуры (рис. 3с, кривая 1).

Применение мультиплексной голограммы для создания диффузоров позволяет существенно сократить время экспонирования фотослоя. Снижение доли нерассеянной компоненты света I_0 до сотых долей процента в более широком диапазоне изменения оптической плотности D серебряного изображения амплитудной голограммы-диффузора упрощает процесс изготовления высокоэффективных узконаправленных диффузоров на практике.

2.2. Создание микролинзовых растров

Микролинзовые растры используются в устройствах формирования светового пучка, при мультиплицировании изображений и т. д. В основе метода создания микролинзовых растров лежит изготовление первичной двумерной амплитудной голографической структуры, полученной при регистрации наложенных под углом 90° картин интерференции двух плоских волн. Угол схождения пучков определяет пространственную частоту голографической решетки и является одним из основных факторов, отвечающим за размер элементов раstra. После проявления и фиксирования фотоэмульсии получается скрещенная амплитудная двумерная голографическая решетка (ДГР) [29].

Очевидно, что вблизи любого минимума интерференционной картины распределение полной энергии света, падающей на фотопластинку за время двух экспозиций, будет представлять функцию, обладающую

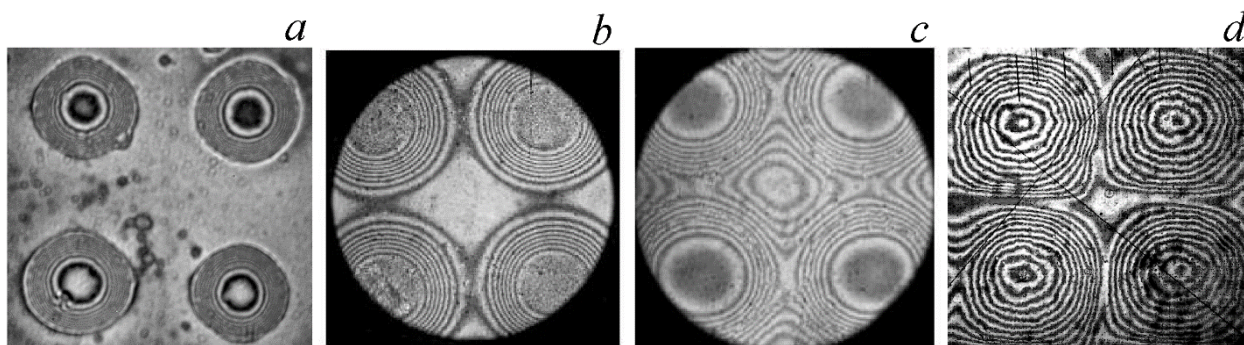


Рис. 7

симметрией вращения относительно координатной точки этого минимума. После проявления и фиксирования ДГР будут представлять собой матрицу круглых прозрачных апертур на темном фоне, при этом границы круглых пропускающих апертур в ходе процесса химической обработки размываются. Прозрачным круглым апертурам сопутствуют линзообразные впадины, поскольку толщина фотоэмульсионного слоя в местах с наименьшей плотностью СИ минимальна. Способ получения поверхностного рельефа, основанный на методе ВКУФ, формирует максимальную толщину желатинового слоя в области с наибольшей плотностью СИ. Вследствие этого создание растров положительных линз непосредственно на основе ДГР, полученной обычным проявлением и фиксированием, невозможно.

Проблема была решена фотографическим обращением исходной ДГР, которое осуществлялось с помощью засветки фотопластинок ПФГ-01 через исходную матрицу круглых апертур методом контактной фотопечати. Полученные образцы облучались коротковолновым УФ излучением. Были получены рельефные растры собирающих микролинз с фокусными расстояниями порядка 500 мкм и диаметрами от 35 до 90 мкм с небольшим коэффициентом заполнения площади ($K = 0,3$) [29, 30], что было обусловлено большим зазором между элементами раstra (см. рис. 7а).

Повысить коэффициент заполнения растров микролинз удалось, используя изображающие свойства ДГР [30]. ДГР в первом приближении можно рассматривать как набор из камер-обскура с отверстиями диаметром d_d , способными формировать периодически повторяющееся изображение. Если перед ДГР поместить квадратный транспарант с заданным распределением коэффициента пропускания света круговой симметрии, то ДГР сформирует матрицу изображений транспаранта на фоточувствительном материале, при этом элементы изображения будут располагаться встык, без зазора.

В описанных выше примерах получения микролинзовых растров использовались ДГР, прозрачные апертуры которых были сформированы в результате обычного проявления и фиксирования фотоэмульсии. Как показано в работе [30], в этом случае круглым

апертурам соответствуют линзообразные впадины, поскольку толщина фотоэмульсионного слоя в местах с наименьшей плотностью СИ минимальна. Такая ДГР содержит рассеивающие микролинзы, что ухудшает ее изображающие свойства. Использование метода светового дублирования желатина в присутствии бихроматов, введенного в галоидосеребряную голографию Пеннингтоном и др. [31], приводит к существенному уменьшению кривизны рассеивающих линз ДГР. Однако этим методом не удастся получить собирающие линзы.

Для формирования собирающих линз, совмещенных с круглыми апертурами ДГР, был предложен вариант обработки фотоэмульсионного слоя без операции фиксирования, состоящий из следующих этапов: экспонирование фотопластинок ПФГ-01 когерентным светом с целью формирования ДГР — проявление ДГР в контрастном проявителе Д-19 — стоп-ванна на основе раствора уксусной кислоты — длительная промывка — сушка в темноте [30]. В результате такой обработки в местах круглых апертур был получен выпуклый рельеф, связанный с наличием в этих областях непроявленного галоида серебра $AgBr$, занимающего больший объем, чем восстановленное серебро в местах с наибольшей оптической плотностью.

Исследование и анализ полученных таким способом образцов ДГР с помощью интерферометра МИИ-4 показали существенное улучшение изображающих свойств ДГР. В центре пропускающих апертур были получены микролинзы с фокусным расстоянием 170 мкм и диаметром пятна рассеяния в фокальной плоскости 14,1 мкм. При этом светосила микролинзы обусловлена не формой выпуклого рельефа, а распределением показателя преломления вследствие наличия непроявленного галоида серебра $AgBr$ в фотоэмульсионном слое. Используя изображающие свойства ДГР, изготовленных с помощью проявления и фиксирования (см. рис. 7b, c), а также ДГР, обработанных без фиксирования с последующим применением метода ВКУФ (см. рис. 7d), удалось получить растры микролинз с высоким коэффициентом заполнения $K = 0,7$ (b) и $0,76$ (c) и более.

3. Создание голографических структур на слоях БХЖ

3.1. Формирование рельефно-фазовых дифракционных решеток на БХЖ

В качестве объекта исследований были выбраны голографические дифракционные решетки с пространственной частотой от 60 мм^{-1} до 220 мм^{-1} , которые регистрировались по симметричной оптической схеме на слоях БХЖ излучением He—Cd лазера с длиной волны $0,44 \text{ мкм}$ и мощностью 12 мВт .

Слои БХЖ изготавливались в лабораторных условиях подобно способу, описанному в работе [32]. Такой подход позволил варьировать толщину полученных слоев и концентрацию бихромата аммония в нем. На горячую стеклянную подложку поливался нагретый 6-ти процентный водный раствор желатина с концентрацией бихромата аммония в количестве от $0,4$ до $1,2 \text{ г}$ на 100 мл раствора. Толщина высушенных слоев составляла величину от 1 до 90 мкм . Эффективное поглощение желатином УФ излучения в коротковолновой области спектра с длиной волны менее $250\text{--}270 \text{ нм}$ ограничено узким приповерхностным слоем [33]. Поэтому начальная толщина слоев БХЖ может быть снижена до величин, близкой к высоте рельефа h , которая необходима для получения высокоэффективных дифракционных структур в видимом диапазоне спектра ($h = 0,4\text{--}0,6 \text{ мкм}$). Для создания тонких равномерных слоев БХЖ 6-ти процентный раствор желатина с содержанием бихромата аммония $0,4 \text{ г}$ на 100 мл раствора разбавлялся в 10 раз. После высыхания толщина слоев в зависимости от количества нанесенного раствора составляла от 1 до 5 мкм .

После экспонирования He—Cd лазером образцы обрабатывались в 2-х процентном растворе сульфата натрия Na_2SO_3 в течение 5 мин для завершения процессов дубления желатина и удаления соединений хрома из слоя БХЖ. Далее следовала окончательная промывка в течение 20 мин в проточной воде и сушка при комнатной температуре. Затем слои облучались с помощью ртутно-кварцевой лампы ДРТ-220 на расстоянии $5\text{--}10 \text{ см}$, промывались в воде с температурой не более $20 \text{ }^\circ\text{C}$ и сохли при комнатной температуре. Такая обработка приводит к удалению фотодеградированных участков желатина преимущественно из мест с наименьшей степенью задубленности, которые соответствуют минимумам интерференционной картины. Высота поверхностного рельефа в образцах решеток измерялась с помощью микроинтерферометра МИИ-4 до и после воздействия УФ излучения.

В работах [34, 35] было установлено, что воздействие УФ излучения приводит к десятикратному увеличению высоты поверхностного рельефа структур, зарегистрированных как на толстых ($T_{\text{авт}} \geq 50 \text{ мкм}$), так и на тонких ($T_{\text{авт}} \leq 3 \text{ мкм}$) слоях. На сверхтонких слоях БХЖ со средней толщиной $T_{\text{авт}} < 0,7 \text{ мкм}$ удалось получить голографические решетки с дифракционной эффективностью (ДЭ) 30% , приближающейся к теоретиче-

скому пределу для тонких рельефно-фазовых голограмм. При этом было установлено, что при переходе от толстых к сверхтонким слоям энергетическая чувствительность БХЖ практически не изменяется. Также было показано [37], что увеличение времени облучения коротковолновым УФ излучением сверхтонких слоев ($T_{\text{авт}} < 1 \text{ мкм}$) или многократное повторение цикла «УФ облучение—промывка—сушка» в отношении слоев средней толщины ($T_{\text{авт}} < 6 \text{ мкм}$) ведет к образованию окон в слое, в области которых толщина слоя БХЖ $T \rightarrow 0$.

3.2. Перенос голографической структуры со слоя БХЖ на ПММА

Установленная в работе [35] возможность формирования окон в слое позволила использовать слой БХЖ подобно фоторезисту в фотолитографии и осуществить перенос голографической структуры непосредственно на подложку из органического материала, имеющего достаточную чувствительность к коротковолновому УФ излучению. В качестве такого материала подложки был выбран полиметилметакрилат (ПММА) [36]. ПММА как промышленный материал широко доступен, легко обрабатываем и имеет высокую прозрачность, что позволяет изготавливать из него самые разнообразные оптические элементы. Обладая достаточно высокой чувствительностью к различного рода излучениям, ПММА широко используется как резист для электронно-лучевой литографии и рентгеновской литографии с высоким разрешением [37, 38]. ПММА также применяется в качестве позитивного фоторезиста для коротковолнового УФ излучения ($\lambda \leq 300 \text{ нм}$) [39, 40], т. е. в области спектра излучения используемых в эксперименте ртутных ламп [34–36].

Перенос голографической структуры на поверхность подложки из ПММА осуществляется последовательным применением выше описанной технологии обработки слоев БХЖ для получения доступа УФ излучения к материалу подложки из ПММА и технологии обработки фоторезистов. В отличие от слоев БХЖ, в которых фотодеградированные участки желатина вымываются водой, разрушенные УФ излучением участки ПММА требуют специальных травящих составов — проявителей. В литографии для резистов на основе ПММА наиболее сильным проявителем является чистый метилизобутилкетон (МИБК), а также используются смесь «МИБК + изопропанол» в соотношении $1:3$, чистый изопропанол, смесь «изопропанол + вода» в соотношении $1:1$, ацетон и др. [37–42]. В экспериментах применялись все вышеперечисленные составы специальных проявителей для резистов на основе ПММА. Время проявления составляло $20\text{--}120 \text{ с}$. После операции проявления следовала промывка в двух ваннах чистого изопропанола.

Наилучшие результаты получены при использовании проявителя МИБК, разбавленного изопропанолом в соотношении $1:1$ при времени проявления по-

рядка 20 с. Были сформированы правильные регулярные рельефные структуры, обладающие высокой ДЭ в 1-ом порядке до 25 % и малой долей не рассеянного света порядка 1,7 %. Высота поверхностного рельефа проявленных образцов на ПММА в несколько раз превысила эту величину для не проявленных и составила порядка 1 мкм и более.

Заключение

Исследования, отраженные в настоящем обзоре, показали эффективность использования деструктивного воздействия коротковолнового УФ излучения на голографические регистрирующие среды на основе желатина. В результате использования специальных оригинальных методик регистрации оптической информации и способов обработки светочувствительных материалов созданы разнообразные рельефно-фазовые регулярные и случайные голографические структуры с управляемыми параметрами.

Список источников

- [1] Барачевский, В. А. / Оптика и спектроскопия. — 2018. — Том 124. — № 3. — С. 371.
- [2] Neipp, C. / Appl. Opt. — 2002. — Vol. 41. — № 20. — P. 4092–4103.
- [3] Ulibarrena, M. / Optics Express. — 2003. — Vol. 11. — Is. 16. — P. 1906–1917.
- [4] Bányász, I. / Optics Commun. — 2003. — Vol. 225. — P. 269.
- [5] Bányász, I. / Appl. Phys. Lett. — 2003. — Vol. 83. — № 21. — P. 4282.
- [6] Лим, С. В. / С. В. Лим, Д. В. Чой, С. Х. Сон // Оптический журнал. — 2004. — Том 71. — № 1. — С. 30.
- [7] Kim, J. M. / J. M. Kim, B. S. Choi, S. I. Kim, J. M. Kim, H. I. Bjelkhagen, N. J. Phillips // Appl. Opt. — 2001. — Vol. 40. — № 5. — P. 622.
- [8] Kim, J. M. / J. M. Kim, B. S. Choi, Y. S. Choi, J. M. Kim, H. I. Bjelkhagen, N. J. Phillips // Appl. Opt. — 2002. — Vol. 41. — № 8. — P. 1522.
- [9] Усанов, Ю. Е. / Ю. Е. Усанов, М. К. Шевцов // Оптика и спектроскопия. — 1990. — Том 69. — № 1. — С. 183.
- [10] Усанов, Ю. Е. / Ю. Е. Усанов, М. К. Шевцов, Н. Л. Кособокова, Е. А. Кириенко // Оптика и спектроскопия. — 1991. — Том 71. — № 4. — С. 651.
- [11] Neipp, C. / C. Neipp, A. Márquez, I. Pascual, A. Beléndez // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. — 2003. — Vol. 5. — P. S183.
- [12] Smith, H. M. Photographic Relief Images / H. M. Smith // J. Opt. Soc. Am. — 1968. — Vol. 58. — № 4. — P. 533.
- [13] Бруй, Е. Б. / Е. Б. Бруй, С. Н. Корешев // Оптика и спектроскопия. — 1989. — Том 6. — № 3. — С. 685.
- [14] Гальперн, А. Д. / А. Д. Гальперн, И. В. Калинина, Л. В. Селявко, В. П. Смаев // Оптика и спектроскопия. — 1986. — Том 60. — № 5. — С. 1040.
- [15] Ecevit, F. N. / F. N. Ecevit, A. Alaçakir, R. Aydin // Appl. Opt. — 1996. — Vol 35. — № 31. — P. 6227.
- [16] Navarrete-García, E. / E. Navarrete-García, S. Calixto // Optical Materials. — 2003. — Vol. 23. — P. 501.
- [17] Гуляев, С. Н. / С. Н. Гуляев, В. П. Ратушный // Оптический журнал. — 2003. — Том 70. — № 2. — С. 45.
- [18] Gulyaev, S. N. / S. N. Gulyaev, I. V. Isaev // Proceedings of SPIE. — 2001. — Vo. 4348. — P. 59.
- [19] Гуляев, С. Н. Рельефно-фазовые голограммы на фотоэмульсионных слоях, облученных ультрафиолетовым излучением. Дис. канд. физ.-мат. наук. / С. Н. Гуляев — СПб: СПб ГПУ, 2005. — 196 с.
- [20] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, Ю. Н. Денисюк, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных // ЖТФ. — 2005. — Том 75. — Вып. 2. — С. 135.
- [21] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев // Оптический журнал. — 2007. — Том 74. — № 9. — С. 56.
- [22] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, А. С. Гурин, Д. Д. Крамущенко, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных // Письма в ЖТФ. — 2008. — 34. — Вып. 7. — С. 1–6.
- [23] Ганжерли, Н. М. / С. Н. Гуляев, А. С. Гурин, Д. Д. Крамущенко, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных // ЖТФ. — 2009. — Том 79. — № 7. — С. 76.
- [24] Ganzherli, N. M. / N. M. Ganzherli, S. N. Gulyaev, I. A. Maurer, D. F. Chernykh // Proceedings of SPIE. — 2009. — Vol. 7358. — P. 735817.
- [25] О'Нейл, Э. Введение в статистическую оптику / Э. О'Нейл. — М.: Мир, 1966. — С. 151–152.
- [26] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных // ЖТФ. — 2014. — Том 84. — С. 112.
- [28] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных // Оптический журнал. — 2015. — Том 82. — Вып. 3. — С. 37–42.
- [29] Ganzherli, N. M. / N. M. Ganzherli, S. N. Gulyaev, I. A. Maurer, G. Y. Sotnikova, D. F. Chernykh // Proceedings of SPIE. — 2011. — Vol. 8074. — P. 80740T-1.
- [30] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер, Д. Ф. Черных, С. А. Ялович // ЖТФ. — 2012. — Том 82. — № 9. — С. 49.
- [31] Pennington, K. S. / K. S. Pennington, J. S. Harper, F. P. Laming // Appl. Phys. Lett. — 1971. — Vol. 18. — № 3. — P. 80.
- [32] Shankoff, T. A. / T. A. Shankoff // Appl. Opt. — 1968. — Vol. 7. — P. 2101–2105.
- [33] Козаков, О. Н. / О. Н. Козаков, С. А. Кулипанов // Журн. научн. и прикл. фотографии. — 1994. — Том 39. — № 1. — С. 17.
- [34] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Письма в ЖТФ. — 2016. — Том 42. — № 19. — С. 26.
- [35] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Оптический журнал. — 2017. — Том 84. — № 9. — С. 1.
- [36] Ганжерли, Н. М. / Н. М. Ганжерли, С. Н. Гуляев, И. А. Маурер // Оптика и спектроскопия. — 2018. — Том 124. — № 3. — С. 400.

- [37] **McCord, M. A.** Handbook of Microlithography, Micromachining and Microfabrication. Editor: P. Rai-Choudhury. Vol. 1: Microlithography. Chapter 2. Electron Beam Lithography / M. A. McCord, M. J. Rooks. — Bellingham, Washington: SPIE Optical Engineering Press, 1997. — P. 139.
- [38] **Моро, У.** Микролитография. В 2-х частях / У. Моро. — М.: Мир, 1990. — 605 + 632 с.
- [39] **Haiducu, M.** / M. Haiducu, M. Rahbar, I. G. Foulds, R. W. Johnstone, D. Sameoto, M. Parameswaran // J. Micromech. Microeng. — 2008. — Vol. 18. — № 11. — P. 115029.
- [40] **Johnstone, R. W.** / R. W. Johnstone, I. G. Foulds, M. Parameswaran // Journal of vacuum science & technology. B. Microelectronics and nanometer structures: processing, measurement, and phenomena. — 2008. — Vol. 26. — № 2. — P. 682.
- [41] **Rooks, M. J.** / M. J. Rooks, E. Kratschmer, R. Viswanathan, J. Katine, R. E. Fontana Jr., S. A. MacDonald // Journal of Vacuum Science & Technology. B. Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena. — 2002. — Vol. 20. — № 6. — P. 2937.
- [42] **Hoole, C. F.** / C. F. Hoole, M. E. Welland, A. N. Broers // Semiconductor Science and Technology. — 1997. — Vol. 12. — № 9. — P. 1166.

Effect of short-wave UV radiation on the efficiency of holographic recording on gelatin-containing recording media

N. M. Ganzherli¹, S. N. Gulyaev², I. A. Maurer¹

¹ Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia

² Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia

The possibility of obtaining highly effective relief-phase structures on silver halide emulsions and dichromated gelatin layers by irradiating initially registered holographic structures with short-wave UV radiation with a wavelength of less than 250–270 nm per gelatin is discussed.

Keywords: UV radiation, Silver halide photomaterial, Dichromated gelatin, Holographic diffuser, Microlens raster, Diffraction grating, Polymethyl methacrylate, Resist.

66. Исследование трансформаций биологических жидкостей методом цифровой голографической интерферометрии

Т. Б. Кузьмина, А. О. Исмагилов, Н. В. Андреева, О. В. Андреева

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В работе представлены результаты исследования процесса фракционирования типичной биологической жидкости, содержащей частицы различного размера и состава. Показано, что использование метода цифровой голографической интерферометрии позволяет оценить изменения показателя преломления препарата по высоте столба жидкости, обусловленные изменением плотности препарата в связи с его фракционированием, с точностью 10^{-5} , что важно для построения материальной и математической модели фракционирования биологических жидкостей.

Ключевые слова: Оптика, Голографическая интерферометрия, Биомедицина.

Цитирование: Кузьмина, Т. Б. Исследование трансформаций биологических жидкостей методом цифровой голографической интерферометрии / Т. Б. Кузьмина, А. О. Исмагилов, Н. В. Андреева, О. В. Андреева // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 271–272.

Процесс фракционирования биологической жидкости сложного состава и ее препаратов является одним из чувствительных методов диагностики изменений структуры исследуемой жидкости. Изучение процесса фракционирования систем такого сложного состава и интерпретация полученных результатов представляют значительный интерес для создания фантомов и математических моделей, необходимых в биомедицинских исследованиях [1].

В работе рассмотрена возможность использования метода цифровой голографической интерферометрии (ЦГИ) для оценки пространственно-временных изменений показателя преломления препаратов биологической жидкости сложного состава с течением времени под воздействием силы тяжести с учетом характера поведения отдельных компонент.

В качестве объекта исследования использовано молоко, имеющее типичный для большинства биологических жидкостей состав и структуру, представляющее собой безопасный и доступный материал, удобный для создания фантомов и моделей различных биологических жидкостей и процессов.

Вследствие различия частиц молока по размеру и плотности, в водных препаратах одновременно идут процессы как прямой седиментации (осаждение частиц), так и обратной седиментации (всплывание ча-

стиц), что ведет к сложному характеру фракционирования препаратов по высоте столба жидкости при их хранении.

Пространственно-временные изменения водных препаратов изучались методом цифровой голографической интерферометрии [2–3], при этом был использован экспериментальный стенд [3], предназначенный для исследования фазовых трансформаций прозрачных объектов.

Регистрация цифровых голограмм производилась в автоматическом режиме. Время проведения одной экспериментальной серии составляло 60 минут: интервал между регистрацией голограмм — от одной до десяти секунд, время экспозиции $\approx 1/1000$ с. Обработка экспериментальных результатов заключалась в выборке последовательности голограмм, наиболее ярко характеризующих текущее состояние исследуемого образца, и в получении цифровых интерферограмм путем вычитания голограммы исходного состояния образцов из голограммы их текущего состояния. Обработка интерферограмм производилась по центральным сечениям кювет и определялась величина фазовых изменений $\Delta\varphi(z)$ исследуемого препарата в текущий момент времени по сравнению с его исходным состоянием с учетом пространственно-временных изменений зондирующего излучения по текущему состоянию контрольной кюветы с водой, в которой отсутствуют пространственно-временные изменения плотности. При этом

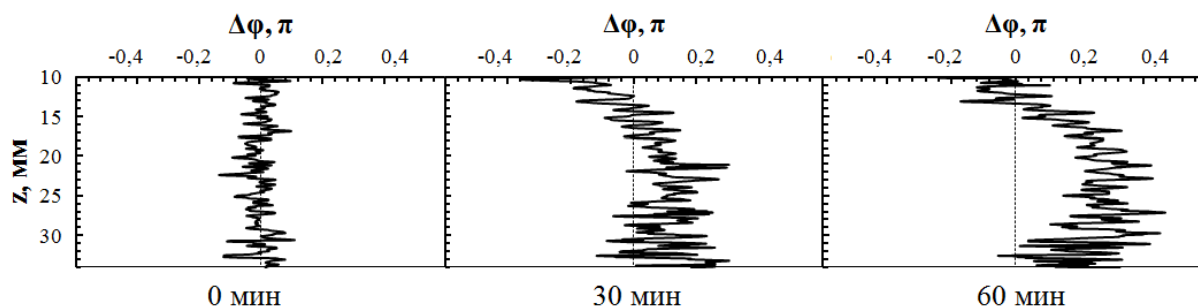


Рис. 1. Функция $\Delta\varphi(z)$ в исследуемых препаратах молока (0,1 %) через 0, 30, 60 минут после изготовления

для оценки фазовых изменений в каждой точке z используется выражение

$$\Delta\varphi(z) = \frac{2\pi\Delta n l}{\lambda},$$

где Δn — изменение показателя преломления образца в текущий момент времени по сравнению с его исходным состоянием, l — толщина кюветы, λ — длина волны зондирующего излучения в воздухе.

Таким образом, полученная зависимость $\Delta\varphi(z)$ позволяет рассчитать зависимость $\Delta n(z)$, которая характеризует изменение плотности препарата $\Delta\rho(z)$.

Исследование типичной биологической жидкости, проведённое методом ЦГИ, показали сложный характер фракционирования, связанный с наличием процессов как прямой, так и обратной седиментации, что представлено на рис. 1. Если на первых минутах

препарат находится практически в однородном состоянии, то на 30 минуте и далее можно наблюдать увеличение плотности препарата в средней части кюветы, что свидетельствует о наличии как прямой, так и обратной седиментации, идущих с разной скоростью.

Использование метода ЦГИ позволяет диагностировать изменения показателя преломления исследуемого препарата по высоте столба жидкости, связанные с фракционированием биологического препарата под действием силы тяжести с точностью $\Delta n/n_0 \approx 10^{-5}$.

Результаты изучения временной динамики фракционирования биологического препарата, в сочетании с другими методами исследования могут быть использованы при разработке математической модели трансформаций биологических жидкостей, и диагностики изменений их структурных компонентов под влиянием внешних воздействий, таких как температура, влажность, химические реагенты, лекарственные препараты.

Список источников

- [1] Тучин, В. В. Оптическая биомедицинская диагностика. В 2-х томах / В. В. Тучин // М.: «Физмалит» — 2007. — Том 2. — № 2. — 368 с.
- [2] Chigrin, R. N. Research of phase changes in process of storage of fine dispersed aqueous suspensions of inorganic substances / R. N. Chigrin, N. V. Andreeva, O. V. Andreeva // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 737. — № 1. — P. 012055.
- [3] Manukhin, B. G. Optical diagnostics of the process of free liquid convection / B. G. Manukhin, M. E. Gusev, D. A. Kucher, S. A. Chivilikhin, O. V. Andreeva // Optics and spectroscopy. — 2015. — Vol. 119. — № 3. — P. 392–397.

Research of the biological liquids transformations by method of digital holographic interferometry

T. B. Kuzmina, A. O. Ismagilov, N. V. Andreeva, O. V. Andreeva

Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

The results of the research of the fractionation process of typical biological liquid that contains particles of different sizes and compositions are presented in this work. It is shown that the use of the method of digital holographic interferometry allows us to estimate the refractive index changes of the preparation by the height of the liquid column, these changes are due to the changes of the density of the preparation due to its fractionation, with an accuracy of 10^{-5} , that is important for creating a material and mathematical model of the fractionation of biological liquids.

Keywords: Optics, Holographic interferometry, Biomedicine.

67. Применение сдвига спектрального отклика при термообработке для изготовления двухцветных отражательных фотополимерных голограмм

Д. И. Деревянко¹, В. В. Шелковников^{1,2}

¹ Новосибирский институт органической химии имени Н. Н. Ворожцова Сибирского отделения Российской академии наук, Новосибирск, Россия

² Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Получены объёмные отражательные голограммы на фотополимерных материалах с использованием He–Ne лазера. Рассмотрено влияние термообработки на свойства отражательных фотополимерных голограмм. Показано, что гипсохромный сдвиг максимума спектрального отклика записанной отражательной голограммы без значительных ухудшений характеристик при термообработке может достигать 58 нм. Данный эффект может быть использован для создания двухцветных голограмм.

Ключевые слова: Голография, регистрирующие среды, термообработка, фотополимерные материалы.

Цитирование: Деревянко, Д. И. Применение сдвига спектрального отклика при термообработке для изготовления двухцветных отражательных фотополимерных голограмм / Д. И. Деревянко, В. В. Шелковников // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 273–275.

Введение

Голографические фотополимерные материалы (ГФПМ) успешно используются в изобразительной и защитной голографии, системах хранения данных, голографических сенсорах и дисплеях [1–4]. Обычно ГФПМ — это плёночные системы, состоящие из подложки, светочувствительного фотополимерного слоя и защитной плёнки. Нетребовательность ГФПМ к мокрой химической обработке после лазерной экспозиции выделяет данную технологию создания голограмм. В настоящее время активно разрабатываются и исследуются ГФПМ [5–7]. Высокая ДЭ каждого цвета в многоцветной голограмме может быть получена с помощью слоистых систем из нескольких светочувствительных слоёв, разделённых барьерными плёнками. Слоистые системы, по отношению к которым часто применяется термин «сэндвич-голограмма», находят свое применение в изобразительной голографии, head-up-дисплеях [5, 8]. Актуальным является получение двух

цветов в одном слое. Из-за ограничения динамического диапазона записи ДЭ в фотополимерном материале запись голограммы лазерным излучением на двух длинах волн приводит к понижению ДЭ на каждой из них.

Известным фактом является уменьшение периода записанных решёток в результате усадки фотополимерного слоя во время записи или пост-обработки голограмм, что приводит к гипсохромному сдвигу максимума спектрального отклика записанной отражательной голограммы [8], можно предположить, что данный эффект может быть использован для получения двухцветных голограмм.

Целью данной работы было исследование влияния термообработки на характеристики спектрального сдвига отражательных голограмм, записанных в ГФПМ при действии красного He–Ne лазера для выяснения возможности получения изображения двух цветов в одном слое.

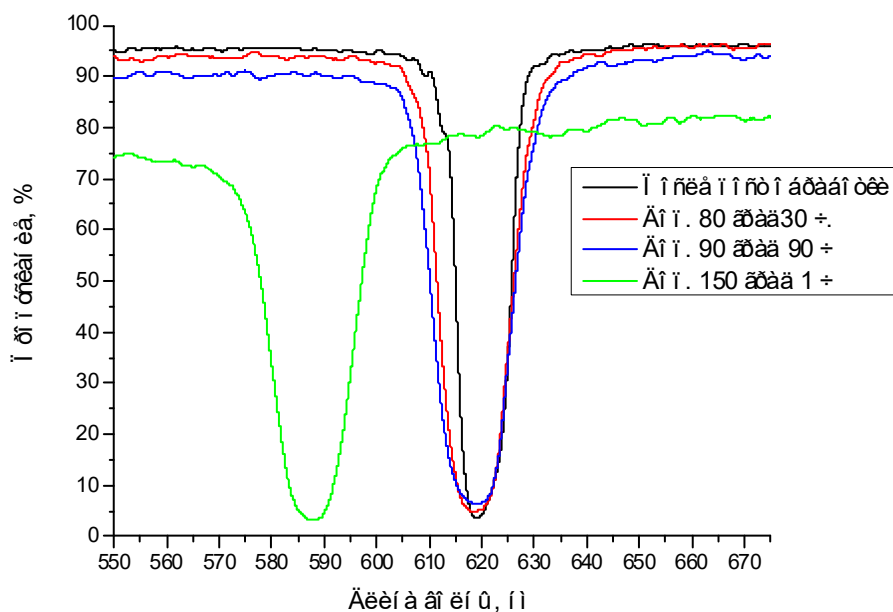


Рис. 1. Спектр пропускания голограмм при различном времени пост-термообработки



Рис. 2 Фотографии двойных голограмм

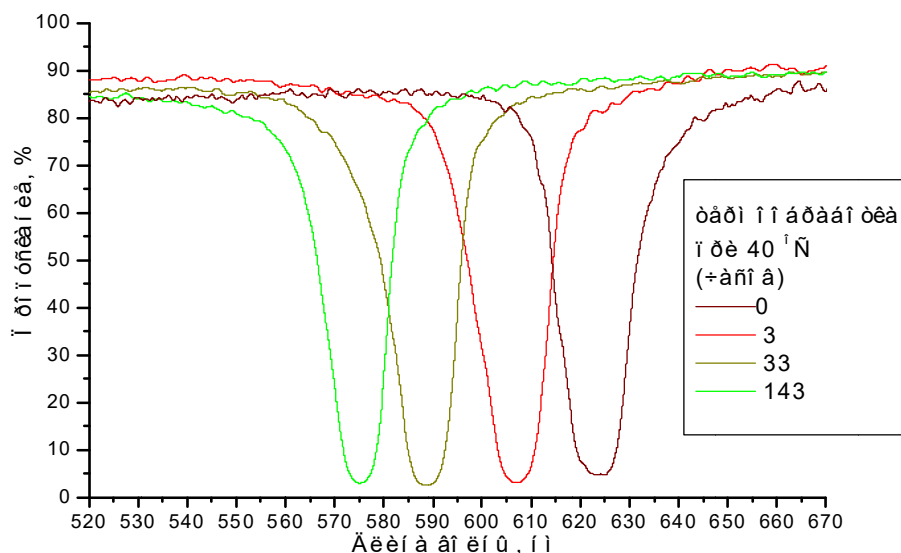


Рис. 3. Спектр пропускания голограмм при различном времени пост-термообработки

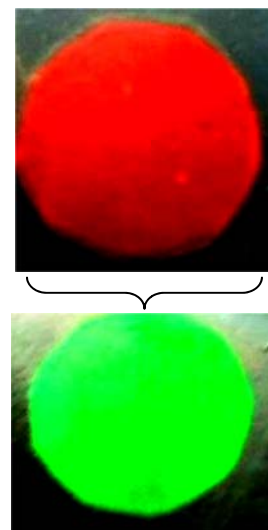


Рис. 4. Фотографии голограмм

Основная часть

В работе использовали экспериментальные образцы ГФПМ толщиной 30–40 мкм, закатанные сверху лавсановой пленкой. Для записи отражательных голограмм в ГФПМ использовали однолучевую схему Денисюка [9] при действии излучения He–Ne лазера $\lambda = 632,8$ нм. На рис. 1 и 2 представлен спектр пропускания, изменение спектрального отклика голограмм при воздействии температуры (80, 90 и 150° С) и фотография записанных голограмм.

Из рис. 1 видно, что записанные голограммы обладают пропусканием $T \approx 95$ %. Величина дифракционной эффективности (ДЭ) оценивалась по степени изменения спектра пропускания в полосе спектрального отклика по формуле (1).

$$ДЭ = (1 - T_r / T_0) \cdot 100 \% \quad (1)$$

где T_r — пропускание голограммы на длине волны максимума спектрального отклика, T_0 — остаточное пропускание образца ГФПМ вне участка голограммы.

Записанные голограммы обладают ДЭ ≈ 95 %. Величина усадки оценивалась по изменению спектра пропускания в полосе спектрального отклика по формуле (2).

$$d = (1 - \lambda_{\text{max}} / 633) \cdot 100 \% \quad (2)$$

где λ_{max} — длина волны максимума спектрального отклика.

Записанные голограммы обладают усадкой ≈ 2 %. Из рис. 1 и 2 можно увидеть, что в результате термообработки записанных голограмм, закатанных сверху лавсановой пленкой, при 80° С на протяжении 30 часов происходит уширение спектрального отклика, так значение FWHM (ширина на уровне половинной

амплитуды) увеличилась с 11 до 15 нм. При дальнейшей термообработки записанных голограмм при 90° С на протяжении 90 часов, наблюдается уменьшение пропускания до 90 %, ДЭ до 91 %. При нагреве голограмм до 150 градусов происходит уменьшение пропускания и смещение максимума спектрального отклика в более коротковолновую область. Уменьшение пропускания до 75 % вызвано улетучиванием инертных компонент и появлением светорассеивающих областей.

Можно предположить, что отсутствие защитной лавсановой пленки и проведение термообработки записанных голограмм в «мягких» условиях могут привести к спектральному сдвигу без значительного ухудшения характеристик голограмм. На рис. 3 и 4 показано смещение спектрального отклика записанной голограммы в зеленую область при термообработке при 40° С на протяжении 143 часов.

Из рис. 3 и 4 можно увидеть, что при отсутствии защитной пленки происходит смещение спектрального отклика записанной голограммы в зеленую область видимого спектра, спектральный сдвиг при термообработке составил 58 нм, что соответствует усадке 9 %, пропускание голограмм — 85–90 %, ДЭ — 95 %.

Заключение

Показано, что при длительной термообработке отражательных голограмм в ГФПМ можно достичь смещения их спектрального отклика из красной области видимого диапазона в зеленую без ухудшения характеристик голограмм. Данный эффект может быть использован для создания двухцветных фотополимерных голограмм в одном фотополимерном слое с помощью лазерного излучения на одной длине волны записи.

Список источников

- [1] **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. Collado // Optical Materials Express. — 2016. — Vol. 6. — Is. 1. — P. 252–263.

- [2] **Zanutta, A.** Photopolymeric films with highly tunable refractive index modulation for high precision diffractive optics / A. Zanutta, E. Orselli, T. Facke, A. Bianco // *Optical Materials Express*. — 2016. — Vol. 6. — Issue 1. — P. 252–263.
- [3] **Mahmud, M. S.** Holographic recording in acrylamide photopolymers: thickness limitations / M. S. Mahmud, I. Naydenova, N. Pandey, T. Babeva, R. Jallapuram, S. Martin, V. Toal // *Applied Optics*. — 2009. — Vol. 48. — Issue 14. — P. 2642–2648.
- [4] **Шелковников, В. В.** Кинетика фотополимеризации гибридной тиол-еновой композиции, измеренная методом записи/считывания пропускающих голографических дифракционных решеток / В. В. Шелковников, Д. И. Деревянко, Л. В. Эктова, Н. А. Орлова, В. А. Лоскутов, Е. В. Васильев, Е. В. Карпова // *Высокомолекулярные соединения. Серия Б*. — 2016. — Том 58. — № 5. — С. 364–374.
- [5] **Шелковников, В. В.** Свойства монохромных и двухцветных голограмм в слоистых фотополимерных материалах / В. В. Шелковников, Е. В. Васильев, В. В. Русских, Л. В. Эктова, В. Н. Бережная, Е. Ф. Пен // *Автометрия*. — 2016. — Том 52. — № 4. — С. 107–117.
- [6] **Патент № 2 552 351 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.
- [7] Голография. Наука и практика / URL: <http://www.holoexpo.ru>
- [8] **Пен, Е. Ф.** Методика определения параметров усадки голографических фотополимерных материалов / Е. Ф. Пен, И. А. Зарубин, В. В. Шелковников, Е. В. Васильев // *Автометрия*. — 2016. — Том 52. — № 1. — С. 60–69.
- [9] **Кольер, Р.** Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин // пер. И. Г. Нахимсон под редакцией Ю. И. Островского. — М.: Мир, 1973. — 680 с.

Using of the spectral response shift on heat treatment for the manufacturing of two-color reflective photopolymer holograms

D. I. Derevyanko¹, V. V. Shelkovnikov^{1,2}

¹ Novosibirsk Institute of Organic Chemistry, Siberian Branch of the Russian Academy of Science, Novosibirsk, Russia

² Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

Volume reflective holograms were obtained using a He–Ne laser. The influence of heat treatment on the properties of reflective photopolymeric holograms is considered. It is shown that the hypsochromic shift of the maximum of the spectral response of the recorded reflective hologram without significant deterioration of the hologram characteristics during heat treatment can achieve 58 nm. This effect can be used to manufacture two-color holograms.

Keywords: Holography, recording layer, heat treatment, photopolymer materials.

68. Голографическая запись в полимерных пленках с тиазиновым красителем

Ю. Д. Лантух, С. Н. Летута, С. Н. Пашкевич, Э. К. Алиджанов
Оренбургский государственный университет, Оренбург, Россия

Предложен и реализован метод повышения чувствительности сред на основе тиазиновый краситель — поливиниловый спирт к записи нестационарных фотохимических голограмм. Метод основан на пластификации регистрирующей среды. Установлено, что механизм влияния пластификатора (глицерина) на чувствительность среды связан с увеличением сегментальной подвижности полимера. Реализована голографическая методика определения относительного коэффициента диффузии красителя в пластифицированном полимере, величина которого для среды с содержанием пластификатора 10 % составила $D \approx 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$.

Ключевые слова: Полимер, Голограммы.

Цитирование: Лантух, Ю. Д. Голографическая запись в полимерных пленках с тиазиновым красителем / Ю. Д. Лантух, С. Н. Летута, С. Н. Пашкевич, Э. К. Алиджанов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 276–278.

Введение

Тиазиновые красители (метиленовый голубой, тионин и др.) отличаются специфическими фотохимическими свойствами [1, 2] и используются в качестве генераторов синглетного кислорода, инициаторов фотополимеризации, светочувствительных компонентов в полимерных регистрирующих средах. Связывание тиазиновых красителей с ДНК позволяет влиять на процессы в клетке, получать пленочные структуры, пригодные для молекулярного конструирования и записи информации [3]. Интерес к тиазиновым красителям связан также с применением последних для сенсбилизации бихромированного желатина к красной области спектра, в частности, к излучению He–Ne лазера [4]. Исследованию реакций обесцвечивания тионина и метиленового голубого (МГ), сопровождающих запись голограмм, посвящен ряд работ [5–8]. Скорость обесцвечивания возрастает при введении в среду воды, обеспечивающей снижение вязкости и увеличение скорости диффузии реагирующих компонентов.

Настоящая работа посвящена изучению возможности повышения чувствительности сред на основе тиазиновых красителей в матрице поливинилового

спирта (ПВС) к записи самостирающихся голограмм за счет добавки в светочувствительную композицию соединений, активирующих фотообесцвечивание красителя. Предложены механизмы эффекта увеличения чувствительности среды при добавлении активатора, определен относительный коэффициент диффузии красителя метиленового голубого в системе ПВС-глицерин-Мг.

Результаты и обсуждение

Запись голограмм-решеток и исследование фотохимических превращений проводили в пленочных (краситель-полимер) образцах. Пленки готовили методом полива. Толщина сухих пленок составляла 1–5 мкм. Спектр поглощения пленки Мг-ПВС в видимой области приведен на рис. 1.

Для регистрации кинетики записи и разрушения фотохимических голограмм использовалась голографическая установка [3, 9].

Опорный и предметный пучки He–Ne лазера ($\lambda = 633 \text{ нм}$, $P = 0,1–5,0 \text{ мВт}$), создавали в образце голографическую решетку. Сигнал самодифракции одного из записывающих лучей регистрировался фотоумножителем и поступал в систему регистрации.

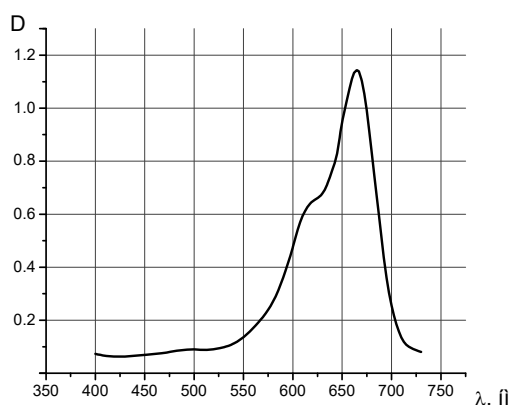
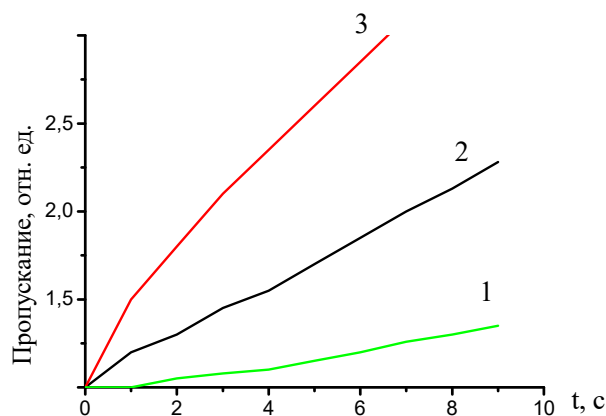
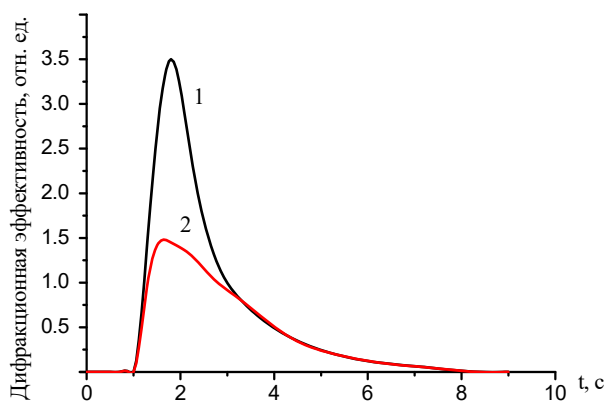


Рис. 1. Спектр поглощения пленки Мг-ПВС в видимой области



1 — без глицерина, 2 — 10 % глицерина от массы сухого ПВС, 3 — 20 % глицерина от массы сухого ПВС

Рис. 2. Кинетика обесцвечивания образцов при облучении He–Ne лазером



1 — интенсивность записывающего излучения $I = 5,6 \text{ Вт / см}^2$,
 2 — интенсивность записывающего излучения $I = 2,8 \text{ Вт / см}^2$
 Рис. 3. Кинетика формирования и самопроизвольного стирания голограмм

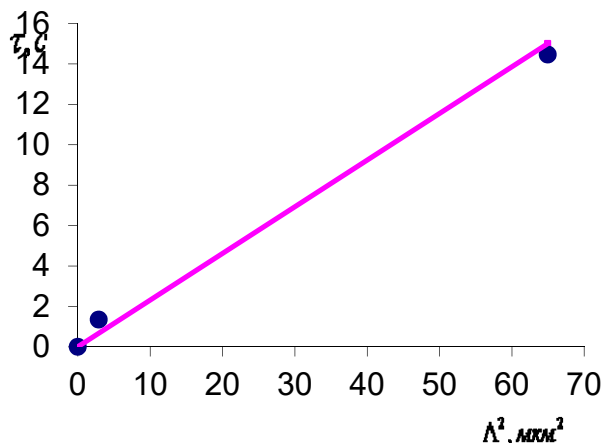


Рис. 4. Зависимость времени релаксации голограммы от квадрата периода голографической решетки.

Метиленовый голубой (Mg^+) поглощает свет в красной области спектра (600–700 нм), и при фото-возбуждении способен восстанавливаться до бесцветной лейкоформы MgH , что лежит в основе оптической записи.

В экспериментах угол схождения пучков θ варьировался, что позволяло получать период решетки в пределах 2–10 мкм.

Одновременно измерялась кинетика пропускания образца в виде изменений его оптической плотности $D(t)$. Кривые просветления образца представлены на рис. 2.

При добавлении в пленку глицерина, который является пластификатором, скорость обесцвечивания образцов возрастает (рис. 2, кривые 2 и 3).

Из рис. 2 видно, что в пленках с глицерином фоточувствительность среды существенно возрастает.

Эффект увеличения чувствительности среды к записи He–Ne лазером может быть обусловлен следующими причинами.

1. Глицерин является пластификатором, который понижает вязкость среды — полимерной матрицы. Следовательно, частота диффузионных встреч реагентов (молекул метиленового голубого и фрагментов полимерных цепей) увеличивается.

2. Глицерин является дополнительным эффективным донором электрона в реакции фотообесцвечивания метиленового голубого.

На рис. 3 представлены кинетические кривые эволюции дифракционной эффективности в образце с

глицерином, полученные при различных интенсивностях записывающего лазера.

Эффект полного разрушения записанных голограмм-решеток свидетельствует о существенном вкладе диффузионного механизма в чувствительность среды.

Критерием применимости «диффузионной» модели исчезновения голограмм является линейность зависимости времени релаксации τ голограммы от квадрата периода Λ^2 по формуле

$$\tau = \frac{\Lambda^2}{4\pi^2 D}, \quad (1)$$

где τ — время релаксации голограммы; Λ — период дифракционной решетки; D — коэффициент диффузии вещества, ответственного за исчезновение голограммы.

Процесс исчезновения голографической решетки обобщенно описывается экспоненциальной кривой

$$I = I_0 \exp(-t / \tau), \quad (2)$$

где τ — время релаксации голограммы.

График зависимости $\tau = f(\Lambda^2)$ представлен на рис. 4.

Коэффициент диффузии, вычисленный по формуле (1) составил $D = 1,1 \cdot 10^{-9} \text{ см}^2/\text{с}$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России, проект № 3.6358.2017/8.9 и РФФИ совместно с Правительством Оренбургской области, проект № 18-42-560005.

Список источников

- [1] Теренин, А. Н. Фотоника молекул красителей / А. Н. Теренин. — Л.: Наука, 1967. — 616 с.
- [2] Кричевский, Г. Е. Фотохимические превращения красителей и светостабилизация окрашенных материалов / Г. Е. Кричевский. — М.: Химия, 1986. — 248 с.
- [3] Lantukh, Y. D. Holographic Investigation of DNA Activated by Organic Dyes / Y. D. Lantukh, G. A. Ketsle, S. N. Letuta, S. N. Pashkevitch, E. K. Alidzhanov, I. V. Ipatov // Proceedings of SPIE. — 2004. — Vol. 5447. — P. 375–380.
- [4] Ганжерли, Н. М. Толстослойный бихромированный желатин для голографии, чувствительный в красной области спектра / Н. М. Ганжерли, Ю. Н. Денисюк, С. П. Коноп, И. А. Маурер // Письма в Журнал Технической Физики. — 2000. — Том 26. — Вып. 16. — С. 22–29.

- [5] **Capolla, N.** Real time bleaching of methylene blue or thionine sensitized gelatin / N. Capolla, R. Lessard // Applied Optics. — 1991. — Vol. 30. — № 10. — P. 1196–1200.
- [6] **Гришина А. Д.** Механизм фотообесцвечивания метиленового голубого в полимерных пленках // Высокомолекуляр. соединения; Крат. сообщ. — 1977. — Том. 19. — № 3. — С. 411–417.
- [7] **Выговский, Ю. Н.** Желатин-глицериновые «красные» регистрирующие системы с метиленовым голубым / Ю. Н. Выговский, П. А. Драбатурин, А. Г. Коноп, С. П. Коноп, А. Н. Малов // Компьютерная оптика. — 1998. — № 18. — С. 133–138.
- [8] **Лантух, Ю. Д.** Использование среды тиазиновой краситель-поливиниловый спирт для записи голограмм / Ю. Д. Лантух, Г. А. Кецле, С. Н. Пашкевич, С. Н. Летута, Д. А. Раздобреев // Оптический журнал. — 2006. — Том 73. — № 7. — С. 70–74.
- [9] **Lantukh, Y. D.** Holographic recording in solid solutions of methylene blue / Y. D. Lantukh, S. N. Letuta, S. N. Pashkevitch, D. A. Razdobreev // Proceedings of SPIE. — 2001. — № 4644. — P. 516–522.

Holographic recording in polymer films with a thiazine dye

Y. D. Lantukh, S. N. Letuta, S. N. Paschkevich, E. K. Alidjanov
Orenburg State University, Orenburg, Russia

A method for increasing the sensitivity of media based on thiazine dye-polyvinyl alcohol to non-stationary photochemical holograms recording is proposed and implemented. The method is based on the plasticization of the recording medium.

Keywords: Polymer, Holograms.

69. Свойства интерференционного поля, образованного у поверхности плоского зеркала при отражении света и возможность создания в нем объемного изображения

А. И. Шварцвальд

Университет города Переславля имени А. К. Айламазяна, Переславль-Залесский, Россия

Проанализирован процесс отражения отдельных фотонов и потоков фотонов металлическим, неметаллическим и голографическим зеркалами. Исследован процесс образования интерференционной картины при отражении радиального расходящегося потока фотонов от плоского зеркала. Показано, что в этом процессе не образуются геометрические типы поверхностей интерференции, которые при записи голограмм образуют фокусирующие семейства полупрозрачных зеркал, воспроизводя положение точек поверхности объекта и его объемное изображение.

Ключевые слова: Голография, Полноцветная голограмма, Зеркало, Отражение, Интерференция.

Цитирование: Шварцвальд, А. И. Свойства интерференционного поля, образованного у поверхности плоского зеркала при отражении света и возможность создания в нем объемного изображения / А. И. Шварцвальд // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 279–282.

Введение

Целью данной работы является выяснение возможности создания голографического изображения в интерференционном поле, образованном у поверхности плоского зеркала при отражении света. Этот процесс необходим при разработке способа получения полноцветных изобразительных голограмм [1, 2]. В рассматриваемом способе получения полноцветной голограммы нас интересует интерференция потока некогерентных фотонов при отражении от металлического зеркала и голографического зеркала, приготовленного из различных фотоматериалов. При рассмотрении процессов отражения фотонов и интерференции ограничиваемся рассмотрением поведения электрического вектора цуга фотона, вызывающего фотохимическую реакцию в фотографическом материале.

1. Отражение фотона от плоского металлического зеркала

При нормальном падении отражённая часть цуга фотона движется в строго нормальном направлении навстречу падающей части цуга. Два встречных электромагнитных возмущения взаимодействуют. Металлическое зеркало создаёт такую суперпозицию падающей и отражённой частей цуга фотона, что они когерентны и интерферируют.

В точке падения-отражения электрические векторы падающей и отражённой частей цуга складываются. Вследствие потери полуволны цуга в точке падения-отражения электрические векторы падающей и отражённой частей цуга постоянно находятся в противофазе, а их сумма постоянно равна нулю (узел интерференции). При этом первый узел интерференции находится на поверхности зеркала, последующие узлы располагаются на расстоянии полуволны друг от друга. В промежутке между узлами происходит сложение электрических векторов, сумма которых в каждый момент времени описывается синусоидой. В середине отрезка между двумя узлами на расстоянии четверти волны фотона находится вершина синусоиды, где

наблюдается наибольшее значение суммы векторов, которая колеблется от максимального положительного значения до максимального отрицательного значения и обратно (пучность интерференции).

Размер отрезка, на котором происходит интерференция встречных участков цуга фотона при отражении от плоского зеркала, определяется как половина длины цуга фотона. Время интерференции на поверхности зеркала максимальное и равно времени прохождения цуга фотона. В точке на расстоянии половины длины цуга фотона и далее от поверхности зеркала время интерференции равно нулю.

2. Отражение фотона от плоского неметаллического зеркала

Отражение электрического вектора от неметаллического зеркала происходит без потери фазы, вследствие чего в точке падения-отражения электрические векторы падающей и отражённой частей цуга постоянно находятся в фазе, а их сумма колеблется от максимального положительного значения до максимального отрицательного значения (пучность интерференции). Следующие пучности располагаются на расстоянии полуволны друг от друга.

3. Отражение параллельного потока когерентных фотонов от металлического зеркала

Параллельный поток когерентных фотонов характеризуется тем, что точки нулевых значений электрических векторов всех цугов находятся в плоскостях, перпендикулярных направлению движения потока и отстоящих на расстоянии полуволны друг от друга, т. е. находятся в одинаковой фазе.

При отражении нормально падающего параллельного когерентного потока фотонов от плоского металлического зеркала, вследствие потери полуволны электрического вектора, суперпозиция падающих и отражённых фотонов такова, что на поверхности зеркала суммарное значение электрических векторов всех фотонов постоянно равно нулю (плоскость узлов). Параллельно плоскости зеркала образуются плоскости узлов

на расстоянии полуволны. На расстоянии четверти волны от зеркала величины электрических векторов всех фотонов синхронно пульсируют, изменяя суммарное значение от максимального положительного до максимального отрицательного и обратно (плоскость пучностей). Область пересечения потоков когерентных фотонов представляет собой стационарное пульсирующее электромагнитное поле, которое мы называем областью интерференции, а поверхности пучностей — поверхностями интерференции.

При отражении нормально падающего параллельного когерентного потока фотонов нахождение положительного и отрицательного электрического поля на первой плоскости интерференции зависит от фазы набега. В плоскости пучности одновременно находятся векторы одного знака. Происходит чередование знаков во времени. В момент нахождения на плоскости зеркала максимума или минимума электрического вектора, при условии полного отражения, происходит полное гашение электрического поля.

Глубина области интерференции, образованная параллельным потоком когерентных фотонов при отражении от плоского зеркала, определяется как половина длины когерентности потока.

4. Отражение потока некогерентных монохроматических фотонов

Параллельный поток монохроматических некогерентных фотонов характеризуется тем, что точки нулевых значений электрических векторов цугов расположены спонтанно относительно друг от друга, т. е. находятся в не одинаковой фазе.

При отражении нормально падающего монохроматического некогерентного потока фотонов от плоского металлического зеркала, вследствие потери полуволны электрического вектора, суперпозиция падающей и отражённой частей цуга каждого фотона такова, что на поверхности зеркала, независимо от момента падения значение электрических векторов всех фотонов постоянно равно нулю (плоскость узлов). Параллельно плоскости зеркала образуются плоскости узлов на расстоянии полуволны. На расстоянии четверти волны от зеркала величины электрических векторов всех фотонов спонтанно пульсируют, изменяя суммарное значение от максимального положительного до максимального отрицательного и обратно (плоскость пучностей). Параллельно плоскости зеркала образуются плоскости пучностей на расстоянии полуволны от первой плоскости пучности.

Интерференция потоков некогерентных монохроматических фотонов отличается от интерференции когерентных потоков фотонов при отражении от металлического зеркала тем, что процесс падения-отражения каждого фотона потока происходит не одновременно, а распределён во времени. Вследствие этого при интерференции в области пучности находятся и положительные, и отрицательные значения электрического вектора. Но их взаимодействие не происходит вследствие распределения во времени. Падающая и

отражённая части цуга каждого фотона интерферируют друг с другом независимо от времени интерференции других фотонов.

Глубина области интерференции, образованная параллельным потоком некогерентных фотонов при отражении от плоского зеркала, определяется как половина длины цуга фотона.

5. Отражение фотона от плоского голографического зеркала

Голографическое зеркало представляет собой систему полупрозрачных зеркал, расположенных параллельно друг другу на расстоянии полуволны когерентного потока фотонов, использованного для изготовления зеркала. Фотографические методы позволяют получать голографические зеркала с металлическими (галогенсеребряные материалы) и неметаллическими (бихромированная желатина, полимеры) полупрозрачными зеркалами.

При нормальном падении фотона на голографическое зеркало он с определённой вероятностью может отразиться от первого, второго, третьего и т. д. полупрозрачного зеркала. Для простоты описания предположим, что первое полупрозрачное зеркало находится на расстоянии четверти длины волны фотона от поверхности голографического зеркала. При отражении от каждого металлического полупрозрачного зеркала отражённая часть цуга теряет половину волны. С точки зрения интересующего нас пространства перед голографическим зеркалом на первом и следующих полупрозрачных зеркалах происходит потеря 1, 2, 3 и т. д. волн. Интерференция встречных частей цуга фотона будет происходить аналогично описанному выше. При толщине фотослоя голографического зеркала 8 мкм максимальная потеря длины участка интерференции составит меньше 1 %.

При аналогичном отражении фотона от неметаллического голографического зеркала картина практически аналогичная.

Следовательно, использование голографического зеркала не вносит существенных изменений в картину интерференции одного фотона и, вполне вероятно, в картины интерференции монохроматического некогерентного потока фотонов.

6. Отражение фотона при небольшом угле падения

При падении фотона на зеркало под небольшим углом можно предполагать наличие зоны непосредственно около поверхности, где происходит интерференция электрических векторов падающей и отражённой частей цуга фотона, аналогичная образующейся при прямом падении. Толщина этой зоны должна быть не меньше толщины фотослоя, используемого для записи голограммы.

При падении фотона под углом расстояние между узлами и пучностями интерференции по перпендикуляру к поверхности зеркала несколько меньше, чем при нормальном падении и зависит от величины угла

падения. Этот эффект предложено использовать для создания интерференционного поля объёмного полноцветного изображения.

7. Отражение радиального потока фотонов от плоского зеркала

При отражении расходящегося радиального потока фотонов в нормальном направлении картина отражения имеет следующие особенности. Угол падения фотонов в центре потока нормальный, расстояние между поверхностями интерференции равно половине длины волны фотона. При удалении точки падения-отражения от оси радиального потока фотонов угол падения уменьшается, соответственно уменьшается расстояние между точками пучности в нормальном направлении.

На рис. 1 представлена принципиальная схема интерференции расходящегося радиального потока фотонов при отражении от плоского зеркала.

Кривые образующих поверхностей интерференции описываются уравнениями (1) и (2).

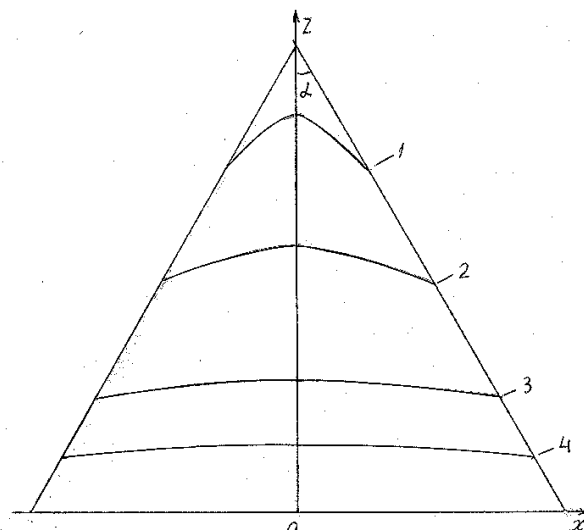
$$z = n\lambda \cos \alpha, \quad (1)$$

где z — координата точки на образующей кривой поверхности интерференции, λ — длина волны монохроматического потока фотонов, α — угол между осью конуса потока фотонов и образующей конуса, n — номер поверхности интерференции в направлении от зеркала.

$$x = n\lambda(1 - \sin \alpha), \quad (2)$$

где x — координата точки на образующей кривой поверхности интерференции.

Картина интерференции представляет собой семейство куполообразных поверхностей, вершины куполов направлены от зеркала и находятся на оси радиального потока на расстоянии $\lambda/2$ друг от друга. Поверхности ограничены поверхностью конуса. Радиус



Кривая 1 — $n = 29,75$; кривая 2 — $n = 19,75$;
кривая 3 — $n = 9,75$; кривая 4 — $n = 4,75$

Рис. 1. Принципиальная схема интерференции расходящегося радиального потока фотонов при отражении от плоского зеркала

границы уменьшается с удалением от зеркала, а высота куполов увеличивается. Такая характеристика поверхностей интерференции и, соответственно, полупрозрачных зеркал голограммы, воспроизводящей данную картину интерференции, не обеспечивает фокусировку восстанавливающего света, получение точек объёмного изображения и самого объёмного изображения.

Заключение

Предложенный способ создания голограммы объёмного изображения в пограничном слое зеркала [1, 2] не даёт желаемого результата, что свидетельствует о необходимости разработки новых методов получения полноцветных голограмм.

Список источников

- [1] Шварцвальд, А. И. Обоснование возможности изготовления полноцветной изобразительной голограммы с использованием цветной интерференционной фотографии Липпмана / А. И. Шварцвальд // В сб. Голография. Наука и практика: XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: Тезисы докладов. — М.: МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2017. — С. 226–228.
- [2] Шварцвальд, А. И. Вариант процесса изготовления полноцветных голограмм. XXX Международная школа-симпозиум по голографии, когерентной оптике и фотонике: материалы школы-симпозиума / А. И. Шварцвальд // под ред. канд. физ. мат. наук И. В. Алексеенко. — Калининград: БФУ им. И. Канта, 2017. — С. 197–202.

The properties of the interference field formed at the surface of a plane mirror when light is relected, and the ability to create the three-dimensional image

A. I. Shvartzvald

University of Pereslavl named after A. K. Ajlamazyan, Pereslavl-Zalessky, Russia

An aim hired is finding out of possibility of creation of holographic image in the interference field form at the surface of flat mirror at the reflection of light. This process is needed at development of method of receipt of the fullcoloured graphic holograms. The process of reflection of separate photons and streams of photons is analysed by metallic, non-metal and holographic mirrors. The process of formation of interference picture is investigational at the reflection of radial going away stream of photons from a flat mirror. It is shown that in this process the geometrical types of surfaces do not appear interferences that at the record of holograms form focusing families of flat mirrors, reproducing position of points of surface of object and his by volume image.

Keywords: Optics, Holography, Holography, Fullcoloured hologram, Mirror, Reflection, Interference.

70. Мощные непрерывные лазеры видимого диапазона линейки VLM как источники для записи голограмм

А. А. Сурин, Т. Е. Борисенко, К. Ю. Прусаков, А. А. Мольков
НТО «ИРЭ-Полус», Фрязино, Россия

В работе представлены лазеры видимого диапазона, излучающие мощное (более 5 Вт) непрерывное излучение разных цветов на длинах волн 536, 561, 589, 623 и 660 нм со спектральной шириной линии менее 0,05 нм. Предложен подход для получения мощного, более 10 Вт, видимого непрерывного одномодового лазерного излучения на любой длине волны в диапазоне 530–660 нм.

Ключевые слова: Голография, Видимые лазеры, Волоконные лазеры, Непрерывные лазеры, ВКР лазеры, Нелинейно-оптические преобразования.

Цитирование: Сурин, А. А. Мощные непрерывные лазеры видимого диапазона линейки VLM как источники для записи голограмм / А. А. Сурин, Т. Е. Борисенко, К. Ю. Прусаков, А. А. Мольков // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 283–285.

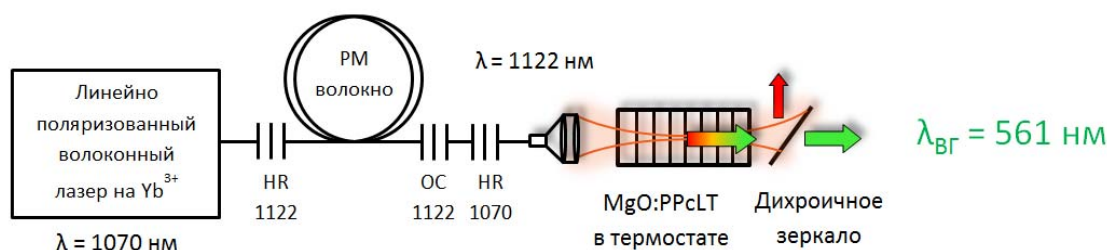
Введение

В таких областях, как: лазерные проекторы, лазерные шоу, голография, адаптивная оптика, медицина и научные исследования — востребованы мощные непрерывные лазерные источники на различных длинах волн видимого диапазона с хорошим качеством пучка. Тем не менее, среди широко известных типов лазеров (полупроводниковые, газовые, лазеры на красителях) такие источники трудно найти. Альтернативным вариантом получения лазерного излучения видимого диапазона является преобразование в нелинейно оптических кристаллах излучения мощных лазеров ИК диапазона. Но, как правило, для эффективного преобразования требуется излучение высокой интенсивности [1], и генерация возможна только на определенных длинах волн. Подход, обеспечивающий генерацию непрерывного излучения мощностью несколько ватт на любой заданной длине волны из диапазона 560–770 нм, был предложен в работе [2]. Авторы получили 3 Вт жёлтого излучения на длине волны 589 нм при однопроходной генерации второй гармоники в кристалле с периодической доменной структурой от излучения волоконного ВКР лазера (лазер на основе явления Вынужденного Комбинационного Рассеяния, ВКР). В работе [3] была разработана новая оптическая схема, позволившая увеличить эффективность преобразования и выходную

мощность видимого излучения, что вылилось в генерацию более 14 Вт жёлтого излучения на длине волны 589 нм.

Настоящая работа посвящена дальнейшему улучшению данной оптической схемы и расширению диапазона длин волн. От излучения иттербиевого волоконного лазера как результат ВКР преобразования была получена генерация непрерывного линейно поляризованного излучения мощностью более 50 Вт на длинах волн 1072 нм, 1122 нм (однокаскадное ВКР преобразование), 1178 нм (двухкаскадное), 1246 нм (однокаскадное), а также на 1316 нм (двухкаскадное). Затем ИК излучение было преобразовано в кристалле танталата лития с периодической доменной структурой MgO:PPLT в видимое: зелёное (536 нм, 561 нм), жёлтое (589 нм) и красное (623 нм и 660 нм) [4]. На рис. 1 приведена оптическая схема лазера на 561 нм.

Зависимость спектральной линии лазеров на длинах волн 536, 561, 589, 623 нм от мощности излучения приведена на рис. 2а). Ширина линии видимого излучения мощностью до 5 Вт меньше 0,05 нм. И отдельным достоинством разработанной оптической схемы является возможность «спектрального масштабирования» — спектральная линия потенциально может быть уменьшена до единиц нм для задач голографии и адаптивной оптики. Шумы видимого излучения в полосе 0,1 Гц–1 МГц меньше 1 % rms.



HR-1122, OC-1122, HR-1070 — волоконные брэгговские решётки на соответствующие длины волн

Рис. 1. Оптическая схема лазера на 561 нм

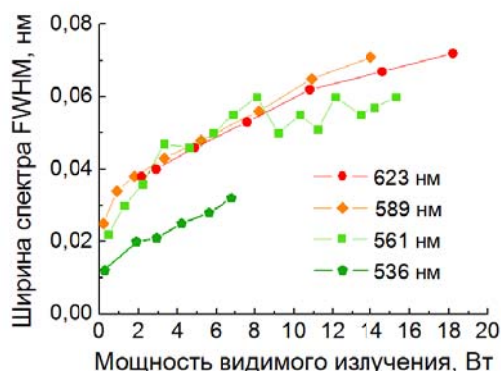


Рис. 2. Зависимость спектральной линии лазеров на длинах волн 561, 589, 623 нм от мощности излучения

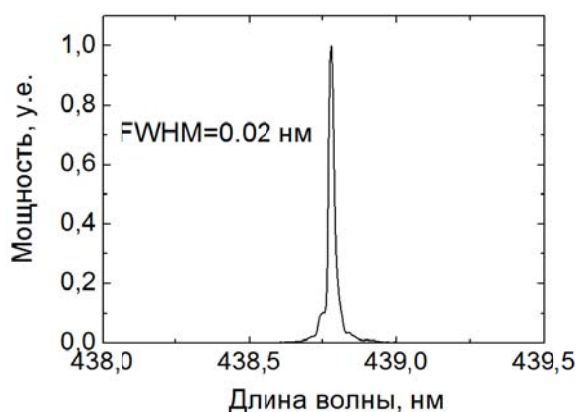


Рис. 3. Спектр излучения синего лазера при выходной мощности 1,2 Вт

Кроме того, у данной оптической схемы есть перспективы для получения непрерывного излучения синего цвета путём генерации третьей гармоники. Например, продемонстрирована генерация синего излучения на длине волны 439 нм мощностью 1,2 Вт с шириной спектральной линии 0,02 нм (рис. 2б) [5].

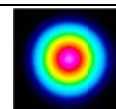
Таким образом, на базе линейки VLM можно собрать полный RGB набор источников для записи цветных голограмм. В табл. 1 приведены характеристики приборов.

Заключение

Мы разработали линейку лазеров видимого диапазона с накачкой волоконным ВКР лазером. Проде-

Табл. 1. Характеристики приборов VLM

| | | | | | |
|-------------------------------------|--------------------|--------|--------|--------|--------|
| Выходные параметры лазеров VLM | 536-10 | 561-15 | 589-15 | 623-20 | 660-10 |
| Режим работы | Непрерывный | | | | |
| Максимальная выходная мощность, Вт | 10 | 15 | 15 | 20 | 10 |
| Длина волны излучения, нм | 536 | 561 | 589 | 623 | 660 |
| Качество лазерного пучка, M2 | 1,2 | | | | |
| Поляризация излучения | Линейная | | | | |
| Стабильность мощности | ±2 % | | | | |
| Ширина спектральной линии | < 0,1 нм | | | | |
| Напряжение питания постоянного тока | 24 В | | | | |
| Габариты модуля | 325 × 43 × 217 мм | | | | |
| Габариты оптической головы | 233 × 50 × 45,6 мм | | | | |
| Масса в максимальной комплектации | 4,5 кг | | | | |
| Диапазон рабочих температур | +5...+40 °C | | | | |



Внешний вид



монстрировали более 10 Вт выходной мощности непрерывного излучения на длинах волн 536, 561, 589, 623 и 660 нм. Приборы имеют полную эффективность более 4 % и упакованы в компактный корпус. Подтверждена возможность получения более 10 Вт мощности видимого непрерывного излучения на любой длине волны с точностью 0,1 нм из диапазона 530–660 нм.

Лазеры линейки VLM — подходящие источники для записи голограмм малых объектов с характерными размерами единицы сантиметров, причём они могут быть из слабо отражающего материала благодаря большому запасу мощности выходного излучения.

Список источников

- [1] **Avdokhin, A.** High average power quasi-CW single-mode green and UV fiber lasers / A. Avdokhin, V. Gapontsev et al. // Proc. of SPIE. — 2015. — Vol. 9347. — P. 934704.
- [2] **Georgiev, D.** Watts-level frequency doubling of a narrow line linearly polarized Raman fiber laser to 589 nm / D. Georgiev, V. P. Gapontsev et al. // Opt. Express. — 2005. — Vol. 13. — № 18. — P. 6772–6776.
- [3] **Surin, A. A.** Generation of 14 W at 589 nm by frequency doubling of high-power CW linearly polarized Raman Fiber Laser radiation in MgO:sPPLT crystal / A. A. Surin, T. E. Borisenko, S. V. Larin // Optics Letters. — 2016. — Vol. 41. — P. 2644–2647.
- [4] **Surin, A. A.** High-power cw visible lasers pumped by Raman fibre lasers / A. A. Surin, S. V. Larin, T. E. Borisenko, K. Y. Prusakov, Y. S. Stirmanov // Quantum Electronics. — 2016. — Vol. 46. — № 12. — P. 1097–1101.
- [5] **Surin, A. A.** Generation of 1 W blue light at 438 nm by frequency tripling of Raman fiber laser in PPsLT crystal / A. A. Surin, A. A. Molokov, T. E. Borisenko, K. Y. Prusakov // 18th International Conference on Laser Optics ICLO2018, TuRI-09. — 2018.

High power CW visible lasers VLM series as sources for hologram writing

A. A. Surin, T. E. Borisenko, K. Y. Prusakov, A. A. Molkov
“IRE-Polus” Ltd. (IPG Photonics Russian department), Fryazino, Russia

We present visible lasers emitting continuous wave over 5 W power radiation at 536, 561, 589, 623 and 660 nm with spectral line less than 0.05 nm. Approach for obtaining ten watts level power radiation at any desired wavelength from 530–660 nm spectral range was proposed.

Keywords: Holography, Raman fiber lasers, Nonlinear optical conversions, Visible CW lasers.

71. Перспективы развития голографического метода анализа и синтеза объемного изображения на основе использования матричных информационно-вычислительных структур

И. И. Сальников

Пензенский государственный технологический университет, Пенза, Россия

В статье рассмотрены проблемы формирования объемного изображения, воспринимаемого человеком при наблюдении окружающего мира. Отмечаются основные этапы в методах формирования объемных изображений: использование теней в изобразительном искусстве; разделение двух каналов наблюдения по цвету; разделение двух каналов наблюдения по поляризации; разделение двух каналов наблюдения по пространству; голография как метод регистрации и формирования волнового фронта для сохранения объемности изображения. Отмечаются 3 основные проблемы разработки устройств регистрации и формирования объемных изображений: размеры элементов; проблема преобразования пространственного распределения фазы предметной волны в электрический сигнал; модуляция светового потока в соответствии с записанной информацией при формировании волнового фронта.

Ключевые слова: Объемное изображение, Регистрация волнового фронта, Пространственное распределение фазы волны, Голография.

Цитирование: Сальников, И. И. Перспективы развития голографического метода анализа и синтеза объемного изображения на основе использования матричных информационно-вычислительных структур / И. И. Сальников // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 286–288.

Человек наделен уникальной способностью видеть окружающий мир, воспринимая информацию не только о яркости, цвете, размерах изображений предметов, но и о пространственной структуре предметов наблюдения. Эта важная характеристика определяется наличием у человека двух глаз, разнесенных по горизонтали на некоторое расстояние.

Глаза человека как оптические приборы фиксируют изображения в виде плоских картин пространственного распределения яркости и цвета на сетчатке глаз, разнесенных по горизонтали на незначительный угол, который достаточен для формирования эффекта объемности в мозгу человека. В [1, 2] говорится об информационных потребностях человека, среди средств реализации которых созерцание окружающего мира, запоминание и формирование изображений играет существенную роль. При этом с давних времен человеку в своей деятельности хотелось формировать полноинформационные изображения, одним из характерных свойств которых является *объёмность*. Однако для реализации этой информационной потребности до сегодняшнего времени не было эффективных средств реализации. Кратко отметим основные этапы в развитии *методов формирования объемных изображений*:

— использование теней в изобразительном искусстве, когда для получения эффекта объемности художники использовали и используют изображения *теней*, которые при субъективном восприятии дают в той или иной степени эффект объемности;

— разделение двух каналов наблюдения по *цвету*, например, с помощью цветных фильтров красного и синего. Этот метод использовался при *синтезе* объемных изображений, например, при изучении стереометрии, при этом информация о таком важнейшем параметре изображения как цвет теряется;

— разделение двух каналов наблюдения по *поляризации*, при этом используется регистрация оптическими системами двух плоских изображений, смещенными в пространстве относительно друг друга на некоторое расстояние, а для наблюдения используются *поляроидные* очки с со взаимно ортогональной поляризацией. При этом для достижения эффекта объемности используется либо одновременное формирование изображений от двух источников как в стереокино, либо переключение каналов во времени при формировании изображений как в стереотелевидении;

— разделение двух каналов наблюдения по *пространству*, при этом для достижения эффекта объемности используется *специальный шлем*, в котором имеются два плоских индикатора отдельно и независимо друг от друга воспроизводящих для каждого глаза человека изображения, либо записанные с пространственным сдвигом, либо синтезированные с помощью информационных технологий. Такой шлем фактически является индивидуальным средством формирования объемного изображения, что дает значительный изобразительный эффект, но все же использование его весьма обременительно;

— разделение двух каналов наблюдения по *пространству*, когда реализуется непосредственное воздействие принимаемого изображения на зрительные органы человека, минуя глаза. Гипотетически это представляется как «вшивание» некоторого устройства человеку и «подключение» его к зрительной нервной системе.

В вышеперечисленных методах фактически отсутствует формирование действительного объемного изображения, а используются плоские изображения, сдвинутые на некоторый пространственный угол и наблюдаемые двумя глазами человека с разделением

каналов наблюдения либо по цвету, либо по поляризации, либо по пространству. Для этих методов формирование объемного изображения выполняется *субъективно* в мозгу человека.

Совершенно отдельно стоит метод формирования объемного изображения, который не использует субъективность восприятия и не требует двухканального воспроизведения или наблюдения плоских изображений. Это *голографический* метод, который описан в многочисленной литературе, например, в [3, 4].

Для логики изложения приведем основные моменты, характеризующие метод *голографии*, который основан на регистрации интерференционной картины ЭМ-волн *объектного* и *плоского* волновых фронтов. ЭМ-волна с плоским волновым фронтом вводится для преобразования фазового распределения объектного волнового фронта, несущего информацию о наблюдаемом изображении, в амплитудное распределение интерференционной картины.

Возникает естественный вопрос, если информация об объемности изображения наблюдаемых объектов заключается в фазовом пространственном распределении волнового фронта, то и регистрировать и формировать надо непосредственно пространственное распределение фазы волнового фронта. Возможно ли это в современных условиях и какие проблемы возникают при этом. В общем виде ЭМ-волну принято описывать в следующем виде [5].

$$\bar{E}(x, y, t) = \bar{E}_m(x, y) \sin [2\pi f_0 t + \varphi(x, y)], \quad (1)$$

где $\varphi(x, y)$ — фазовое пространственное распределение объектного волнового фронта, $f_0 = \nu$ — несущая частота ЭМ-волны, например для длины волны He—Ne лазера $\lambda_0 = 632$ нм несущая частота равна $f_0 = c / \lambda_0 \approx 474$ ТГц.

Исходя из (1) длине волны λ_0 соответствует фазовый сдвиг $\varphi = 2\pi$ рад. Для прямой регистрации пространственного фазового распределения волнового фронта необходим материал с разрешающей способностью менее 30 нм для красного цвета и менее 20 нм для синего цвета, что соответствует 10 отсчетам на полупериоде волнового процесса. При этом от материала требуется регистрация элементов объектного волнового потока с указанной разрешающей способностью, а также требуемый материал должен обладать возможностью модулировать световой поток с данной разрешающей способностью при формировании объемного изображения. Автору подобный материал с подобными свойствами не известен.

А как же в голографии удалось обойти это обстоятельство? Ответ заключается в использовании преобразования фазового пространственного распределения в *амплитудное* и в регистрации *интенсивности* светового потока интерференционной картины, для чего широко использовались фотографические материалы. При этом в методе голографии используется преобразование фазового распределения объектной

волны в амплитудное распределение путем введения *опорной волны* с плоским волновым фронтом.

Для формирования или восстановления записанного изображения голограмма освещается плоским волновым фронтом, наблюдается дифракция светового потока на яркостной картине голограммы и формируется волновой фронт объектной волны, который несет информацию о пространственном расположении элементов объекта наблюдения. Этот сформированный волновой фронт можно наблюдать человеку с полным эффектом объемности изображения не прибегая к бинарному разделению каналов наблюдения.

Недостатком метода голографии, который не позволил создать эффективные устройства регистрации и формирования объемных изображений явился, по мнению автора, *аналоговый подход* к тем пространственным преобразованиям, которые характеризуют метод голографии.

Только *цифровые методы*, базирующиеся на средствах информационно-вычислительной техники, могут иметь перспективы успешного развития средств регистрации и формирования объемных изображений.

Для прямой регистрации и формирования объемного изображения требуется *записать* при регистрации пространственное распределение фазового сдвига волнового фронта объектной волны и сформировать волновой фронт при формировании объемного изображения.

Наиболее эффективной структурой, которую необходимо взять за основу информационно-вычислительной системы для регистрации и формирования пространственных картин является *матричная структура*, которая с помощью средств вычислительной техники позволяет в дискретной форме управлять элементами пространственного распределения фазы волнового фронта как при регистрации объемного изображения, так и при формировании его.

В самом общем виде структурная схема системы регистрации и формирования волнового фронта с заданным пространственным распределением фазового сдвига должна иметь ядро в виде матрицы дискретных преобразовательных элементов. При этом, каждый преобразовательный элемент должен управляться системой активизации с одной стороны, а с другой стороны, информационными сигналами чтения состояния элемента при регистрации волнового фронта предметной ЭМ-волны, либо возбуждения заданного состояния элемента при формировании волнового фронта предметной ЭМ-волны.

Важной деталью являются 3 источника когерентного излучения, которые для реализации цветного изображения могут иметь RGB-цвета. При этом источники когерентного излучения используются в качестве опорной волны при регистрации фазового распределения предметной волны, а с другой стороны, источники когерентного излучения используются при формировании заданного волнового фронта.

На начальном этапе можно говорить плоских регистрирующих матрицах к каждому элементу которой должен быть доступ со стороны управляющей вычислительной структуры, которая формирует волновой фронт в режиме синтеза объемного изображения.

Учитывая современные возможности информационных технологий, базой которых являются современные вычислительные средства, следует отметить, что структура регистрации пространственного распределения фазового сдвига должна быть дискретизирована и в каждый элемент должен быть введен элемент управления.

Таким образом, для прямой записи и формирования объемного изображения требуются матричная структура:

- с элементами размером порядка 50 нм;
- с возможностью регистрации фазового сдвига $\delta\phi$ в режиме записи ВФ;
- в режиме формирования ВФ каждый элемент должен вносить фазовый сдвиг в исходное облучение в виде плоского волнового фронта или излучать в пассивном, либо активном режиме ЭМ-фотоны. При этом

д. б. частота одинаковая, а начальная фаза или фазовый сдвиг соответствовать записи.

Отметим в заключение 3 основных проблемы разработки матричных устройств регистрации и формирования объемных изображений.

1) Размеры элементов. С учетом достижений в области технологии производства интегральных схем, когда достигнуты технологические нормы разрешающей способности 15–25 нм, становится вполне реальным создать матричные структуры для регистрации и формирования объемных изображений пространственно распределенных объектов в ЭМ-волнах.

2) Преобразование пространственного распределения фазы предметной волны в электрический сигнал, характерный для средств обработки на основе вычислительных структур: регистрация, запоминание, хранение. Для этого необходима реализация интерференции с опорным волновым фронтом. Для решения этой проблемы наиболее перспективным является использование напыляемых *волоконно-оптических* структур.

3) Управляемая модуляция светового потока в соответствии с записанной информацией.

Список источников

- [1] Сальников, И. И. Движущие силы развития средств удовлетворения информационных потребностей человека / И. И. Сальников // XXI век: итоги прошлого и проблемы настоящего плюс: Научно-методический журнал. Пенза: Пенз. гос. технол. ун-т. — 2014. — № 03 (19). — С. 11–15.
- [2] Сальников, И. И. Интеграционные процессы в развитии средств реализации информационных потребностей человека на современном этапе / И. И. Сальников // XXI век: итоги прошлого и проблемы настоящего плюс: Научно-методический журнал. Пенза: Пенз. гос. технол. ун-т. — 2014. — № 03 (19). — С. 16–24.
- [3] Сороко, Л. М. Основы голографии и когерентной оптики / Л. М. Сороко // М., Наука — 1971. — 616 с.
- [4] Юу, Ф. Т. С. Введение в теорию дифракции, обработку информации и голографию / Ф. Т. С. Юу // М., Советское радио. — 1979. — 304 с.
- [5] Кондратенков, Г. С. Обработка информации когерентными оптическими системами / Г. С. Кондратенков. — М.: Советское радио, 1972. — 208 с.

Prospects of development of holographic method of analysis and synthesis of volume image on the basis of using matrix information-computing structures

I. I. Salnikov

Penza State Technological University, Penza, Russia

In a paper the problems of shaping of a volumetric image perceived by the man at observation of the enclosing world are considered. The milestones in methods of shaping of volumetric images are marked: use of shadows in fine art; separation of two channels of observation on colour; separation of two channels of observation on polarization; separation of two channels of observation on space; a holography as a method of filing and shaping of a wavefront set for preservation of an extensionality of an image. 3 basic problems of development of devices of filing and shaping of volumetric images are marked: sizes of the elements; a problem of transformation of space distribution of a phase of an object wave in an electrical signal; modulation of a light stream in the correspondence with a noted information at shaping of a wavefront set.

Keywords: Volumetric image, Filing of wavefront set, Space distribution of phase of wave, Holography.

72. Динамические свойства голографических решеток и контроль их записи в фоточувствительном полиметилметакрилате (РММА)

В. М. Петров

Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

Цитирование: Петров, В. М. Динамические свойства голографических решеток и контроль их записи в фоточувствительном полиметилметакрилате (РММА) / В. М. Петров // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 289–290.

Фоточувствительный полиметилметакрилат (РММА) позволяет записывать голографические решетки, в том числе и отражательные, высокого оптического качества, с дифракционной эффективностью, достигающей 100 % при толщине образца 6–10 мм в отражательной геометрии. Процесс записи решетки сводится к процессу полимеризации мономера ММА [1].

Для обеспечения высокого качества решеток, необходимо тщательно контролировать процесс записи. При этом возникают как минимум две взаимосвязанные задачи, подлежащие решению.

Первая задача связана с физикой процесса формирования решетки. Экспозиция образца записывающей интерференционной картиной продолжается от нескольких до десятков секунд. В это время происходит «запуск» реакции полимеризации, амплитуда решетки в это время только начинает формироваться и очень мала. Следующий этап продолжается в течение нескольких часов после экспозиции. Происходит «окончательное» формирование голографической решетки. В это время образец должен находиться в темноте и не подвергаться какому-либо освещению, т. к. это может заметно повлиять на процесс формирования решетки. Таким образом, процесс записи решетки можно контролировать только во время экспозиции. Недостаточная экспозиция приведет к тому, что не будет достигнута максимальная дифракционная эффективность, а переэкспозиция приведет к появлению высших пространственных гармоник, что скажется на форме передаточной характеристики. Особенно важно контролировать процесс экспозиции при мультиплексировании, т. е. последовательной записи нескольких решеток, т. к. нарушение режима записи предыдущей решетки заметно влияет на параметры последующей решетки.

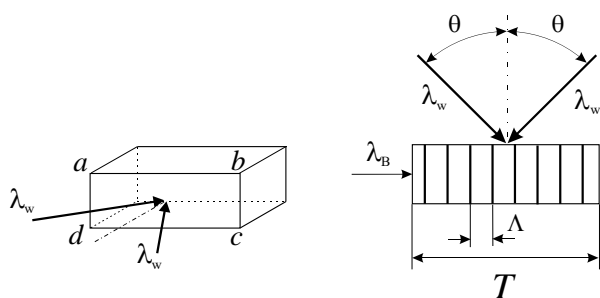
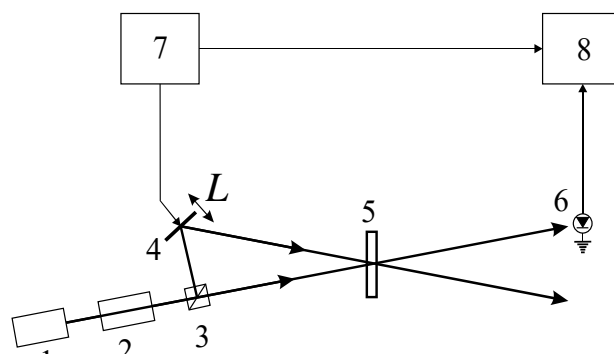


Рис. 1. Геометрия записи отражательной решетки. Запись происходит в пропускающей геометрии лучами λ_w . На момент записи решетки только грань $abcd$ и ей противоположенная обладают оптическим качеством

Вторая задача связана с технологией изготовления образцов. На этапе экспозиции и дальнейшего проявления, образец имеет только две противоположенные грани оптического качества. Через эти грани и происходит запись в пропускающей геометрии (рис. 1). Пара граней, которая будет использоваться в дальнейшем для считывания в отражательной геометрии, будет обработана только после завершения процесса формирования решетки. Поэтому контролировать процесс записи в отражательной геометрии невозможно.

Поставленные задачи были решены при помощи использования экспериментальной техники динамического двухволнового взаимодействия, отработанную и хорошо зарекомендовавшую себя для исследования динамических голограмм в фоторефрактивных кристаллах [2]. Для этого экспозиция кристалла производится двумя лучами, один из которых имеет небольшую фазовую модуляцию $\theta \approx 0,01$ рад. Наличие фазовой модуляции, одной стороны, приводит к осцилляции интерференционной картины, что в свою очередь приводит к возникновению периодического сигнала в направлении двухволнового взаимодействия. По величине периодического сигнала можно судить о процессах формирования решетки непосредственно во время экспозиции. С другой стороны, поскольку мы выбрали достаточно малую амплитуду фазовой модуляции θ , это, как показали эксперименты, практически не влияет на качество записи решетки.



1 — Ag^+ лазер, длина волны записи $\lambda_w = 351$ нм, 2 — формирователь пучка, 3 — светоделитель, 4 — периодически перемещающееся зеркало, создающее фазовую модуляцию, 5 — образец, 6 — фотоприёмник, 7 — задающий генератор, 8 — синхронный фазовый детектор (*Lock-in Amplifier*).

Рис. 2. Экспериментальная схема установки контроля экспозиции фотополимера

Методика сводилась к постоянному измерению сигнала двухволнового взаимодействия в зависимости от частоты фазовой модуляции. Эта зависимость имеет характерный «срез» на частоте отсечки, которая определяется подвижностью фоточувствительных носителей. В случае полиметметакрилата таким носителями являются радикалы мономеров [1]. Наблюдая в реальном времени за изменением частоты среза можно с высокой точностью судить о степени готовности мономера к завершению реакции полимеризации.

На рис. 3 показаны характерные зависимости двухволнового сигнала от времени экспозиции. С увеличением времени экспозиции происходит сдвиг частоты отсечки в сторону меньших значений частот, что говорит об уменьшении подвижности радикалов мономера.

Из представленных зависимостей можно оценить частоту отсечки. Для кривой 1 — 18 Гц, 2 — 12 Гц, 3 — 8 Гц, 4 — 2 Гц, 5 — не определена. Отсюда видно, что примерно через 80 с после начала экспозиции фоточувствительные центры мономера теряют свою активность, и продолжать дальнейшую экспозицию становится бессмысленно.

Используя представленную методику, нам удалось создать технологию по стабильной и надёжной записи отражательных решёток. Процент выхода годных решёток составил более 50 %, что примерно более, чем в 10–20 раз выше, чем для «обычной», т. е. без контроля подвижных свойств носителей записи. Ди-

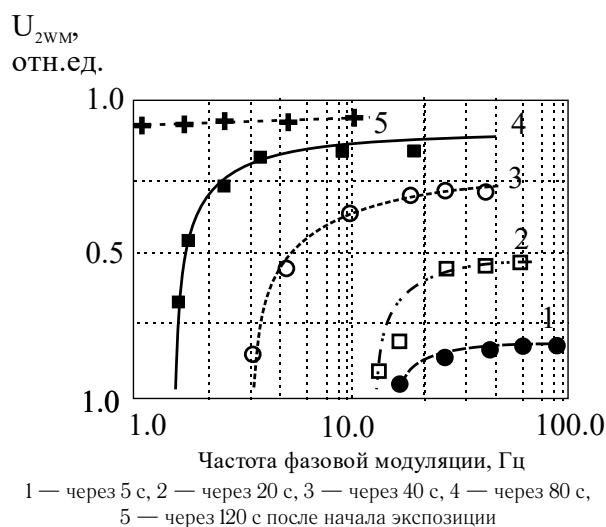


Рис. 3. Зависимость сигнала двухволнового взаимодействия для разных стадий экспозиции. Измерения проведены для мощности записывающего света примерно 80 мВт/см²

фракционная эффективность решёток в отражательной геометрии стабильно достигала 98–99 %, спектральная селективность различных образцов составляла от 0,1 до 1,2 нм. Поляризационные зависимости — отсутствовали в пределах точности измерений.

Таким образом, предлагаемая методика позволяет значительно увеличить процент выхода годных голографических решёток с заранее определёнными параметрами.

Список источников

- [1] **Havermeyer, F.** Nondestructive Resolution of Higher Harmonics of Light-Induced Volume Gratings in PMMA with Cold Neutrons / F. Havermeyer, S. F. Lyuksyutov, R. A. Rupp, H. Eckerlebe, P. Staron, J. Vollbrandt // *Rupp Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 80. — № 15. — P. 3272–3275.
- [1] **Petrov, M. P.** Two-wave and induced three-wave mixing on a thin Bi₁₂TiO₂₀ hologram / V. M. Petrov, I. S. Zouboulis, L. P. Xu // *Optics Communications.* — 1997. — Vol. 134. — P. 569–579.

Dynamic properties and control of holographic gratings recording in photosensitive polymethyl-methacrylate (PMMA)

V. M. Petrov

Peter the Great Saint Petersburg Polytechnic University, Saint Petersburg, Russia

73. Обобщенная гармоническая линза для систем формирования изображений

В. С. Васильев¹, Р. В. Скиданов^{1,2}

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

² Институт систем обработки изображений Российской академии наук — филиал Федерального государственного учреждения «Федеральный научно-исследовательский центр «Кристаллография и фотоника» Российской академии наук, Самара, Россия

В данной работе описано использование нового типа линз, называемых обобщёнными для корректировки и формирования изображений с минимальными искажениями. Произведён расчёт микрорельефа данной линзы. Проведено сравнение результатов с использованием различных степеней обобщённой линзы ($N = 2,1$). Построена модель системы, состоящей из 2-х обобщённых линз и формирующая в выходной плоскости изображение.

Ключевые слова: Обобщённая гармоническая линза, Оптическая система, Фазовая функция обобщённой гармонической линзы, Планарная оптика, ФРТ.

Цитирование: Васильев, В. С. Обобщенная гармоническая линза для систем формирования изображений / В. С. Васильев, Р. В. Скиданов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 291–293.

Введение

На данный момент существуют различные задачи, связанные с необходимостью уменьшения искажения изображений. Для этого производятся дифракционные оптические элементы, которые позволяют не только создавать заданные распределения амплитуды и фазы пучка, но и изменять данные параметры при падении на данный элемент определённого изображения. Таким образом, ДОЭ оптическим элементом, который обладает рядом преимуществ перед классическими линзами. К примеру, невозможно создать сложное комплексное распределение поля с использованием лишь классических рефракционных элементов (линз, зеркал и т. д.). Напротив, ДОЭ справляются очень хорошо с поставленной задачей. Кроме этого, дифракционные оптические элементы обладают гораздо меньшей толщиной по сравнению с обычными линзами, что влияет на присутствие хроматических aberrаций [1, 2]. Благодаря этому уменьшается поглощение света за счёт уменьшения толщины элемента и появляется возможность создавать составные оптические устройства, которые будут иметь значительно меньший вес. Данный

аспект значительно влияет на используемые в настоящее время фокусирующие [3–5] и изображающие [6–8] оптические системы.

Обобщённая гармоническая линза, которая будет рассмотрена в данной работе, имеет высоту рельефа гармонической линзы и зависимость высоты от радиуса обобщенной линзы. Т. е. функция пропускания линзы будет выражена в виде $\exp(-icr^n)$, где n — любое число. Путём варьирования степени n имеется воз-

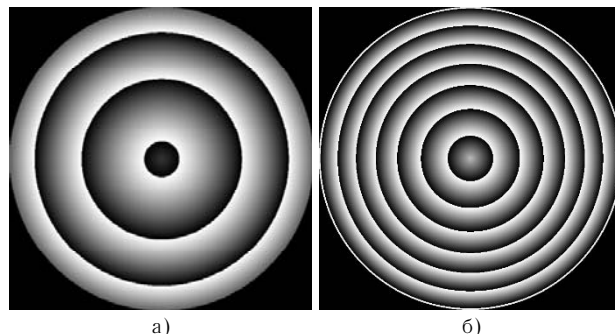


Рис. 1. Фаза обобщённой линзы с $N = 2,2$ (а) и параболической линзы (б)

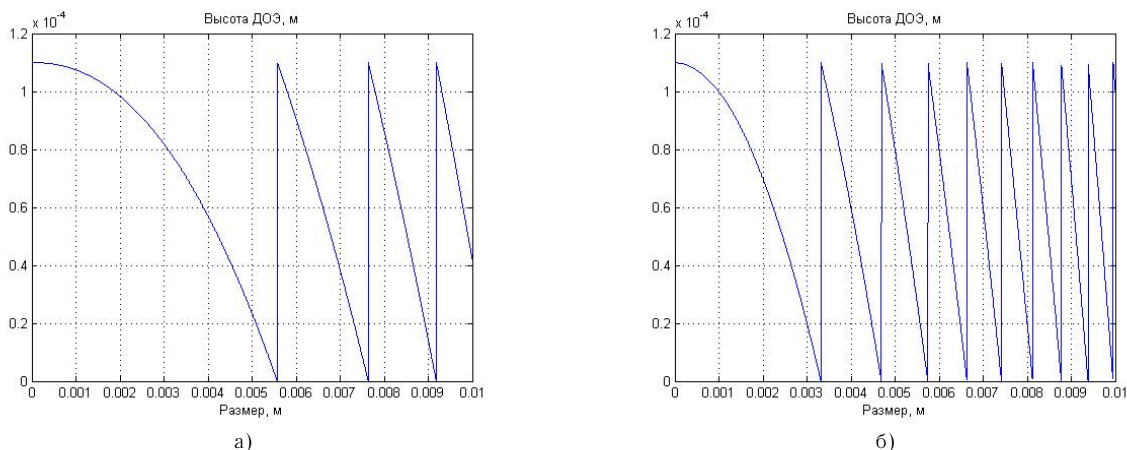


Рис. 2. Рельеф обобщённой линзы с $N = 2,2$ (а) и параболической линзы (б)

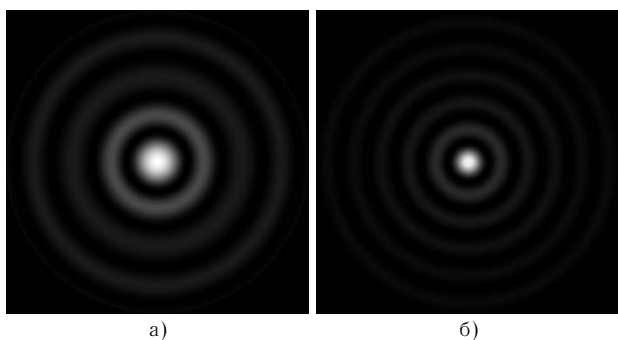


Рис. 3. Функция рассеяния точки при падении плоской волны (а) на обобщённую гармоническую линзу $n = 2,2$ и (б) на параболическую линзу

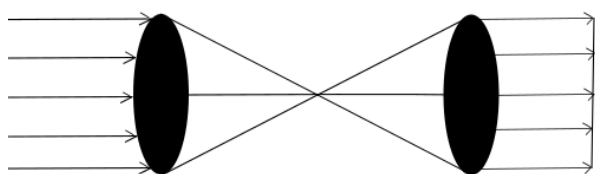


Рис. 4. Оптическая схема установки, состоящей из 2-х обобщённых гармонических линз

возможность менять профиль самой линзы. Таким образом, профиль линзы может отличаться от параболического, в соответствии с этим появляется дополнительная степень свободы, но надо понимать, что такая линза является не изображающей, однако в системе из двух линз имеется возможность подобрать такую линзу, которая компенсирует все искажения, вносимые первой линзой и на выходе получить изображение с минимальными искажениями.

1. Рельеф и фаза обобщённой гармонической линзы

Для начала рассмотрим рельеф и фазу при изменении степени обобщённой гармонической линзы при падении излучения, имеющего длину волны $\lambda = 532$ нм. Рельеф гармонической обобщённой линзы будет выражаться следующей формулой.

$$h_N(r, \lambda) = \left[\text{mod}_{2\pi N} \varphi(r) \right] \frac{\lambda}{2\pi[n-1]}, \quad (1)$$

где λ — длина волны падающего на линзу излучения, $\varphi(r) = kr^2/2f$ — фаза обобщённой линзы.

Фазовые функции и их сечения для гармонической обобщённой линзы представлены на рис. 1. Для моделирования задаём следующие параметры: $R = 0,01$, $\lambda = 532$ нм, $f = 0,01$ м и $N = 100$.

Рельеф для сравнения 2-х типов линз, представленных выше, будет отображён на рис. 2.

Рассмотрим падение плоской волны на такую систему и проведём исследование функции рассеяния точки в фокальной плоскости. В случае использования параболической линзы свет фокусируется в локальной области вблизи фокуса. Если профиль линзы начинает отличаться от параболического, то, в зависимости от

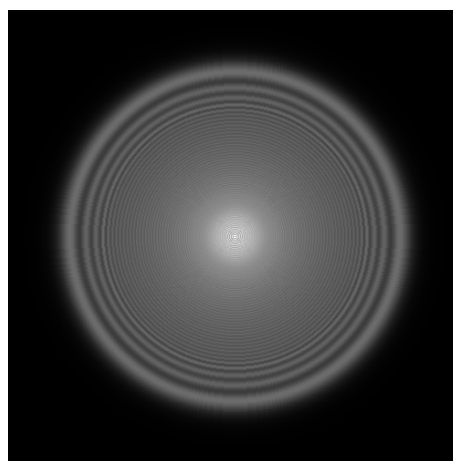


Рис. 5. Распределение интенсивности на выходе системы, состоящей из 2-х обобщённых линз

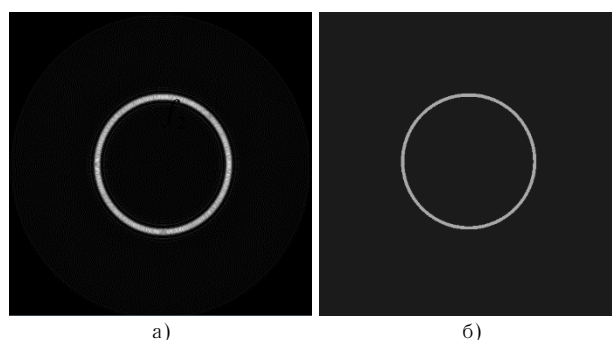


Рис. 6. Распределение интенсивности (а) на входе оптической системы, состоящей из 2-х обобщённых гармонических линз и (б) на выходе

степени, будет наблюдаться либо растяжение фокального отрезка по направлению оптической оси, либо, наоборот, в сторону приближения к обобщённой гармонической линзы. Поэтому, будет происходить продольное увеличение пучка и поперечное сжатие.

Для наблюдения уменьшения диаметра светового пятна исследуем ФРТ при использовании обобщённой линзы с $N = 2,2$ и параболической линзы при падении плоского волнового фронта с $\lambda = 532$ нм.

Используя FWHM метод были вычислены диаметры пучков. В случае использования обобщённой гармонической линзы данное значение составило 2,4 мкм, а при использовании параболической линзы — 4,2 мкм. Таким образом, было обнаружено уменьшение в размерах диаметра фокального пятна.

2. Оптическая схема

Оптическая схема моделируемой установки показана на рис. 4. Установка состоит из падающего излучения, двух обобщённых гармонических линз (L_1 и L_2) с фокусами f_1 и f_2 , соответственно, и фокальной плоскости, которая расположена на расстоянии f_2 от второй обобщённой гармонической линзы.

В качестве падающего излучения может быть выбрано изображение, которое, в последствии, после прохождения двух обобщённых линз будет преобразовано в изначальное. Таким образом, на оптической

схеме показан коллиматор, состоящий из двух обобщённых линз.

3. Моделирование системы, состоящей из пары обобщённых гармонических линз

Оптическая схема, представленная на рис. 4, была промоделирована с использованием преобразования Френеля. Представим результаты, которые получились изначально при прохождении плоской волны с использованием обобщённых гармонических линз с различными степенями. Для начала рассмотрим падение плоской волны на систему обобщённых гармонических линз, имеющих степени 2,1 и 1,9, соответственно. Путём варьирования расстояния между линзами и расстояния, на котором рассматривается изображение на выходе системы, получаем распределение, которое представлено на рис. 5.

Далее исследовалось прохождения изображения через данную оптическую систему. В качестве начального было выбрано изображение кольца. Результаты, которые были получены с использованием системы, состоящей из обобщённых линз со степенями 2,1 и 1,9, соответственно и отображены на рис. 6.

Как видно из рис. 6 Система, состоящая из двух неизображающих линз, строит вполне качественное изображение. Это дает нам возможность нам сделать вывод о принципиальной возможности использования неизображающих линз в изображающих системах.

Заключение

На основе результатов моделирования, можно сделать главный вывод этой работы, что при использовании линз, которые не могут в одиночку формировать изображения в специально сконфигурированной системе из двух таких линз, изображение может быть построено. Технология формирования гармонических линз такова, что любую асферическую поверхность можно получить так же просто как сферическую или параболическую, исходя из этого, появляется возможность использования принципиально неизображающих асферических линз в составе изображающих систем, что дает дополнительные возможности разработчикам объективов, для дальнейшего улучшения качества изображений и минимизации массогабаритных характеристик.

Список источников

- [1] **Aieta, F.** Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation / F. Aieta, M. A. Kats, P. Genevet, F. Capasso // *Science*. — 2015. — Vol. 347. — Is. 6228. — P. 1342–1345. — DOI: 10.1126/science.aaa2494.
- [2] **Swanson, G. J.** Binary optics technology: the theory and design of multi-level diffractive optical elements / G. J. Swanson. — Lexington, Massachusetts: Massachusetts Institute of Technology, Lincoln Laboratory, 1989. — 47 p.
- [3] **Bobrov, S. T.** The optics of diffraction elements and systems / S. T. Bobrov, G. I. Greysukh, Y. G. Turkevich. — L.: Machine engineering. — 1986. — 223 p.
- [4] **Greysukh, G. I.** Comparative analysis of chromaticity diffractive and refractive lenses / G. I. Greysukh, E. G. Yeshov, S. A. Stepanov // *Computer optics*. — 2005. — Vol. 25. — P. 60–65.
- [5] **Kazanskiy, N. L.** The forming of images by diffraction multilevel lens / N. L. Kazanskiy, S. N. Khonina, R. V. Skidanov, A. A. Morozov, S. I. Kharitonov, S. G. Volotovskiy // *Computer optics*. — 2014. — Vol. 38. — № 3. — P. 425–434.
- [6] **Skidanov, R. V.** The influence technological mistakes and broadening of radiation line on quality work diffraction optical elements / R. V. Skidanov, S. N. Khonina // *Optical Journal*. — 2004. — Vol. 71. — № 7. — P. 62–64.
- [7] **Alferov, S. V.** About the possibility control of laser ablation by sharp focused femtosecond radiation / S. V. Alferov, S. V. Karpeev, S. N. Khonina, K. N. Tukmakov, O. Y. Moiseev, S. A. Shulyapov, K. A. Ivanov, A. B. Savelyev-Trofimov // *Quantum electronics*. — 2014. — Vol. 44. — № 11. — P. 1061–1065. — DOI: 10.1070/QE2014v044n11ABEHPT015471.
- [8] **Karpeev, S. V.** Investigation of the influence of broadband radiation on the intensity distribution formed by diffractive optical element / S. V. Karpeev, S. V. Alferov, S. N. Khonina, S. I. Kudryashov // *Computer optics*. — 2014. — Vol. 38. — № 4. — P. 689–694.

Generalized harmonic lens for forming of systems images

V. S. Vasilev, R. V. Skidanov

¹ Samara National Research University, Samara, Russia

² Image Processing Systems Institute of Russian Academy of Science — Branch of the Federal Scientific Research Center “Crystallography and Photonics” of the Russian Academy of Science, Samara, Russia

In this paper, we described a new type of lens called generalized for correcting and forming of images with minimal distortions. The microrelief of this lens was calculated. We compared the results generalized harmonic lens with power 2.1 and ordinary spherical lens. The model consisting of two generalized harmonic lens, which forming images in output plane was shown.

Keywords: Generalized harmonic lens, Optical system, Phase function of generalized harmonic lens, Planar optics, PSF.

VI. Голографическая
интерферометрия,
голографическая память
и оптико-
голографическая
обработка информации

74. Уменьшение ошибки синтеза фазовых дифракционных оптических элементов методом прямого поиска со случайной траекторией с локализацией шума

В. В. Краснов, Р. С. Стариков

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Предложена модификация метода прямого поиска со случайной траекторией с локализацией шума для снижения ошибки синтеза фазовых дифракционных оптических элементов — киноформов. Проведено сравнение предложенной методики с методами Герчберга — Сэкстона и Герчберга — Сэкстона с локализацией шума. Продемонстрировано снижение ошибки синтеза киноформов более чем в 2 раза.

Ключевые слова: Фазовый дифракционный оптический элемент, Киноформ, Синтез ДОЭ, Локализация шума, Метод прямого поиска со случайной траекторией, Метод Герчберга — Сэкстона.

Цитирование: Краснов, В. В. Уменьшение ошибки синтеза фазовых дифракционных оптических элементов методом прямого поиска со случайной траекторией с локализацией шума / В. В. Краснов, Р. С. Стариков // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 297–300.

Введение

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) [1–3] широко применяются в различных областях науки и техники [4–11]. Для многих приложений наиболее эффективны фазовые ДОЭ-киноформы. Киноформ — это численно синтезируемый ДОЭ, обеспечивающий реконструкцию изображения в требуемой плоскости подобно голограмме. В отличие от голограммы, киноформ формирует единственный порядок дифракции, содержащий реконструируемое изображение, соответственно его дифракционная эффективность в теории достигает 100 %. Киноформы применяются в качестве фокусаторов, корректоров волнового фронта, оптических коммутаторов и преобразователей в оптико-информационных системах. Аналитического решения задачи синтеза киноформа в общем случае не существует. Для синтеза киноформов используются численные итерационные методы, обеспечивающие сравнительно небольшую ошибку синтеза. Наиболее распространенным является метод Герчберга — Сэкстона [12]. Тем не менее, при ограниченном числе градаций фазы, ошибка синтеза становится существенной. Для ее уменьшения была предложена модификация метода Герчберга — Сэкстона с локализацией шума [13], заключающаяся в использовании незадействованной области поля реконструкции, обычно по краям изображения, для накопления шумов синтеза, уменьшая таким образом количество шума в изображении. В [14] была предложена модификация метода прямого поиска со случайной траекторией (ППСТ) [14, 15] для снижения ошибки синтеза киноформов. Соответственно целью данной работы является адаптация методики локализации шума к методу ППСТ для дальнейшего снижения ошибки синтеза киноформов.

Статья организована следующим образом. В разделе 1 приводится описание модификации метода ППСТ с локализацией шума. В разделе 2 представлены результаты численных экспериментов по снижению ошибки синтеза киноформов предложенным методом, приведено сравнение полученных результатов с

результатами, полученными методом Герчберга — Сэкстона с локализацией шума. Основные результаты работы даны в заключении.

1. Описание метода прямого поиска со случайной траекторией с локализацией шума

Подход, используемый в методе прямого поиска со случайной траекторией (ППСТ) [15], схож с подходом, реализованным в методе прямого бинарного поиска [16], разработанном для синтеза бинарных голограмм. В отличие от метода прямого бинарного поиска, предложенный метод предназначен для работы с многоградационными как амплитудными, так и фазовыми дифракционными оптическими элементами (ДОЭ).

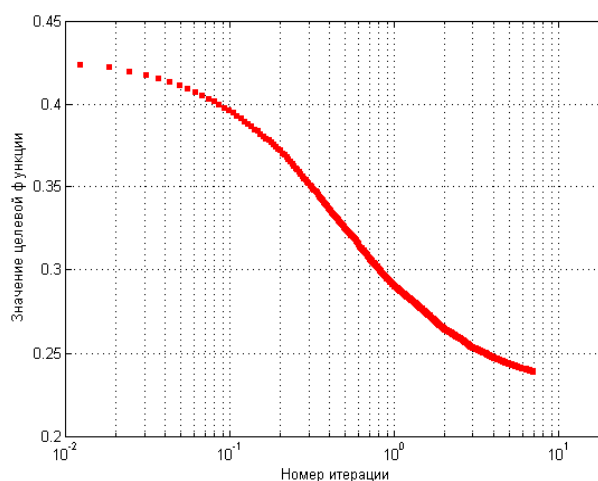


Рис. 1. Зависимость значения целевой функции от числа итераций для метода ППСТ и 2-х градаций фазы

Табл. 1. Значения НСКО и ДЭ для киноформов, синтезированных методами ГС, ГСЛШ и ППСТ

| Число градаций фазы | Метод ГС | | Метод ГСЛШ | | Метод ППСТ | |
|---------------------|----------|------|------------|------|------------|------|
| | НСКО | ДЭ | НСКО | ДЭ | НСКО | ДЭ |
| 2 | 0,414 | 0,44 | 0,515 | 0,41 | 0,194 | 0,36 |
| 64 | 0,137 | 0,96 | 0,021 | 0,76 | 0,007 | 0,76 |

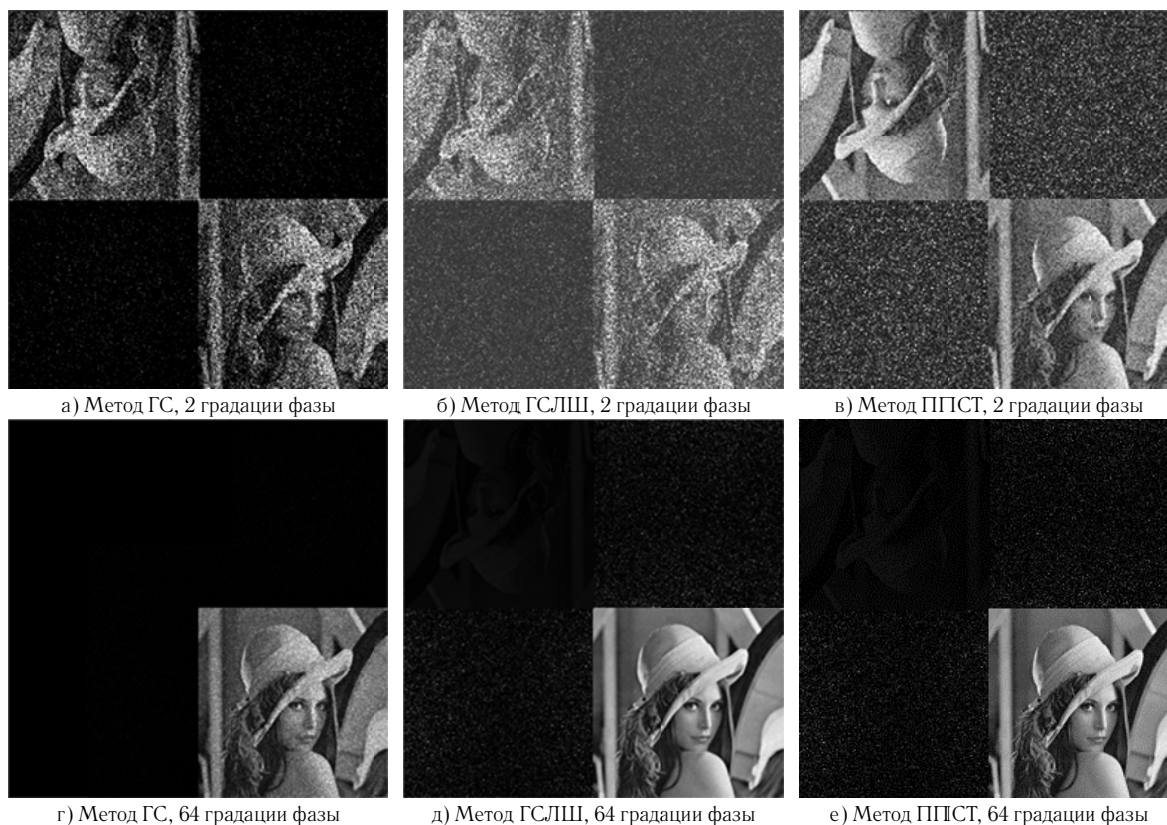


Рис. 2. Изображения, реконструированные с киноформ синтезированных методами ГС, ГСЛШ и ППСТ с 2 и 64 градациями фазы

Для снижения ошибки синтеза фазовых ДОЭ-киноформов, метод ППСТ был применен следующим образом. Вначале киноформ генерируется методом Герчберга — Сэкстона с локализацией шума [13], затем создается случайная карта обхода матрицы значений киноформа. Далее, в соответствии с картой обхода, значения элементов киноформа поочередно изменяются таким образом, чтобы минимизировать значение целевой функции (ЦФ). Целевая функция вычисляется следующим образом.

$$ЦФ = \alpha НСКО + (1 - \alpha)(1 - ДЭ), \quad (1)$$

где α — весовой коэффициент, $НСКО$ — нормированное среднеквадратическое отклонение [17] реконструируемого изображения от оригинального, $ДЭ$ — дифракционная эффективность, которая вычисляется как отношение энергии реконструируемого изображения к полной энергии в поле реконструкции. Обход всех пикселей киноформа соответствует одной итерации алгоритма.

2. Численные эксперименты по синтезу киноформов

Для проведения численных экспериментов были использованы 3 метода синтеза киноформов: метод Герчберга — Сэкстона (ГС) [12], метод Герчберга — Сэкстона с локализацией шума (ГСЛШ) [13] и метод ППСТ [14, 15] с локализацией шума. Было использовано тестовое полутоновое изображение «Леппа» размером 128×128 отсчетов, помещенное в правый ниж-

ний угол поля реконструкции размером 256×256 отсчетов для разделения с возможным «-1» порядком дифракции. Проводился синтез киноформов с 2 и 64 градациями фазы. 2 градации фазы проще для экспериментальной реализации, в то время как 64 градации фазы обеспечивают многие фазовые ЖК ПВМС [18, 19]. Алгоритмы ГС и ГСЛШ выполняли по 1000 итераций. Весовой коэффициент α (см. выражение (1)) имел значение 0,9. Алгоритм ППСТ работал пока разница в значениях целевой функции между двумя итерациями не опускалась ниже 1%. В случае 2 градаций фазы алгоритм выполнил 7 итераций, в случае 64 — 4 итерации. Зависимость значения целевой функции от числа итераций для метода ППСТ и 2-х градаций фазы приведено на рис. 1.

Значения $НСКО$ и $ДЭ$ для 6 киноформов, синтезированных методами ГС, ГСЛШ и ППСТ приведены в табл. 1. Реконструированные изображения приведены на рис. 2.

Видно, что локализация шума значительно снижает ошибку синтеза в случае большого числа градаций фазы. Так, для стандартного метода ГС в случае 64 градаций фазы ошибка снижается в 7 раз при снижении дифракционной эффективности на 20%.

Метод ППСТ с локализацией шума продемонстрировал высокую эффективность. В обоих случаях получено снижение $НСКО$: в 2 раза при 2-х градациях фазы и в 3 раза при 64-х. В случае 2-х градаций фазы также наблюдается снижение $ДЭ$ на 18%. В случае 64-

х градаций, ДЭ не снижается по сравнению с методом ГСЛШ.

Заключение

Предложена модификация метода прямого поиска со случайной траекторией с локализацией шума. Продемонстрировано более чем 2-х кратное снижение

ошибки синтеза при незначительном падении дифракционной эффективности в сравнении с методами Герчберга — Сэкстона и Герчберга — Сэкстона с локализацией шума.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ № 17-07-00829.

Список источников

- [1] **Soifer, V. A.** Methods for Computer Design of Diffractive Optical Elements / V. A. Soifer, L. L. Doskolovich, N. L. Kazanskiy. — USA: Wiley, 2002. — 784 p.
- [2] **Soifer, V.** Iterative Methods for Diffractive Optical Elements Computation / V. Soifer, V. Kotlyar, L. Doskolovich. — London: Taylor&Francis Ltd., 1997. — 244 p.
- [3] **Turunen, J.** Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications / J. Turunen, F. Wyrowski. — Berlin: Akademie Verlag, 1998. — 426 p.
- [4] **Schnars, U.** Digital holography: Digital hologram recording, numerical reconstruction, and related techniques / U. Schnars, W. Jueptner. — 2005. — P. 1–164.
- [5] **Zwick, S.** Dynamic holography using pixelated light modulators / S. Zwick, T. Haist, M. Warber, W. Osten // Applied optics. — 2010. — Vol. 49. — № 25. — P. F47–F58.
- [6] **Doskolovich, L. L.** Design of DOEs for wavelength division and focusing / L. L. Doskolovich, N. L. Kazanskiy, V. A. Soifer, P. Perlo, P. Repetto // Journal of Modern Optics. — 2005. — Vol. 52. — № 6 — P. 917–926.
- [7] **Bezus, E. A.** Design of diffractive lenses for focusing surface plasmons / E. A. Bezus, L. L. Doskolovich, N. L. Kazanskiy, V. A. Soifer, S. I. Kharitonov // Journal of Optics A: Pure and Applied Optics. — 2010. — Vol. 12. — № 1. — P. 015001.
- [8] **Clemente, P.** Optical encryption based on computational ghost imaging. / P. Clemente, V. Durán, V. Torres-Company, E. Tajahuerce, J. Lancis // Optics letters. — 2010. — Vol. 35. — № 14. — P. 2391–2393.
- [9] **Lin, C.** Four-dimensional key design in amplitude, phase, polarization and distance for optical encryption based on polarization digital holography and QR code / C. Lin, X. Shen, B. Li // Optics Express. — 2014. — Vol. 22. — № 17. — P. 20727.
- [10] **Krasnov, V. V.** Optical Encryption of Arrays of Binary Digits in Spatially Incoherent Light / V. V. Krasnov, S. N. Starikov, R. S. Starikov, P. A. Cheremkhin // Russian Physics Journal. — 2016. — Vol. 58. — № 10.
- [11] **Cheremkhin, P. A.** Demonstration of digital hologram recording and 3D-scenes reconstruction in real-time / P. A. Cheremkhin, N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, E. A. Kurbatova, D. Y. Molodtsov, V. G. Rodin // Proceedings of SPIE. — 2016. — Vol. 9889. — P. 98891M.
- [12] **Gerchberg, R. W.** A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures / R. W. Gerchberg, W. O. Saxton // Optik. — 1972. — Vol. 35. — № 2. — P. 237–246.
- [13] **Akahori, H.** Spectrum leveling by an iterative algorithm with a dummy area for synthesizing the kinoform / H. Akahori // Applied optics. — 1986. — Vol. 25. — № 5. — P. 802–811.
- [14] **Bondareva, A. P.** Increasing quality of computer generated kinoforms using direct search with random trajectory method / A. P. Bondareva, P. A. Cheremkhin, N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, V. G. Rodin, S. N. Starikov // Proc. SPIE. — 2014. — Vol. 9216. — P. 92161J.
- [15] **Evtikhiev, N. N.** A method of generating amplitude masks with a constant power spectra and using them to measure the two-dimensional modulation-transfer functions of optical systems / N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, S. N. Starikov // J. Opt. Technol. — 2013. — Vol. 80. — № 5. — P. 294–300.
- [16] **Seldowitz, M. A.** Synthesis of digital holograms by direct binary search / M. A. Seldowitz, J. P. Allebach, D. W. Sweeney // Applied optics. — 1987. — Vol. 26. — № 14. — P. 2788–2798.
- [17] **Fienup, J. R.** Invariant error metrics for image reconstruction / J. R. Fienup // Applied optics. — 1997. — Vol. 36. — № 32. — P. 8352–8357.
- [18] **Bondareva, A. P.** Measurement of characteristics and phase modulation accuracy increase of LC SLM «HoloEye PLUTO VIS» / A. P. Bondareva, P. A. Cheremkhin, N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, R. S. Starikov, S. N. Starikov // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Vol. 536. — № 1. — P. 012011.
- [19] **Cheremkhin, P. A.** Reduction of phase temporal fluctuations caused by digital voltage addressing in LC SLM «HoloEye PLUTO VIS» for holographic applications / P. A. Cheremkhin, N. N. Evtikhiev, V. V. Krasnov, V. G. Rodin, S. N. Starikov // Proc. SPIE. — 2014. — Vol. 9006. — P. 900615.

Phase diffraction optical elements synthesis error reduction by method of direct search with random trajectory with noise localization

V. V. Krasnov, R. S. Starikov

National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia

Modification of direct search with random trajectory method with noise localization for synthesis of phase diffraction optical elements (kinoforms) is presented. Comparison of presented technique with Gerchberg-Saxton and Gerchberg-Saxton with dummy area methods is conducted. More than two times decrease of synthesis error is demonstrated.

Keywords: Phase diffraction optical element, Kinoform, DOE synthesis, Dummy area, Direct search with random trajectory method, Gerchberg-Saxton method.

75. Голографические механизмы квантово-подобных когнитивных феноменов

А. В. Павлов, В. В. Орлов

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

Рассмотрена возможность реализации методом наложенных голограмм Фурье квантово-подобных феноменов, обусловленных некоммутативностью операторов, описывающих логический вывод. Показано, что некоммутативность операторов может быть следствием нелинейности голографических регистрирующих сред, дана экспериментальная иллюстрация.

Ключевые слова: Голография Фурье, Голографическая парадигма, Когнитивные системы, Когнитивные феномены, Квантово-подобные феномены, Квантовая логика, Наложённые голограммы, Регистрирующие среды, Экспозиционная характеристика, Нелинейность.

Цитирование: Павлов, А. В. Голографические механизмы квантово-подобных когнитивных феноменов / А. В. Павлов, В. В. Орлов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 301–305.

Введение

Наличие ряда глубоких аналогий между принципами, механизмами работы, свойствами голограммы и биологического мозга отражено в голографической парадигме в искусственном интеллекте и когнитивной науке [1]. В рамках голографической парадигмы развиты и экспериментально подтверждены модели как ассоциативной памяти [2], так и обработки информации, включая нечеткие и немонотонные логики [3], формирование понятийного мышления [4] и т. д. В последние годы в когнитивной науке интенсивно формируется новое направление — квантовая когнитивистика [5, 6]. Становление этого направления, основанного на аналогиях на уровне формальных математических моделей, описывающих квантово-механические и когнитивные феномены, связано, в числе прочих, с успешным применением квантовой логики к описанию человеческих рассуждений в условиях неопределенности.

Один из таких примеров — моделирование феномена «Линда» [7]. Проводился эксперимент, в ходе которого опрашиваемым предлагался краткий рассказ о вымышленной персоне: «Линде 31 год, она одинокая, откровенная и очень яркая, специализировалась в философии. В студенческие годы глубоко интересовалась вопросами дискриминации и социальной справедливости, участвовала в антиядерных демонстрациях». Затем предлагался ряд возможных ответов на вопрос — кем по мнению опрашиваемых является Линда? В фокусе внимания в контексте темы оказались следующие варианты ответов:

- 1) феминисткой (F),
- 2) кассиром в банке (T),
- 3) феминисткой, работающей кассиром в банке ($F \& T$).

Ответ № 3 формально описывается как конъюнкция вариантов 1 и 2. Поскольку события 1 и 2 рассматриваются в задаче как несовместные [6], то согласно классической теории вероятности [8] их совместная вероятность должна быть ниже, чем вероятности ответов 1 и 2 по отдельности. Но неоднократные эксперименты дали такой порядок: $P(F) > P(F \& T) > P(T)$.

Порядок $P(F \& T) > P(T)$ в рамках классического подхода для несовместных событий трактуется как грубая логическая ошибка, но он правомочен в квантовой механике, что и послужило формальным основанием для применения квантовой логики к описанию когнитивных процессов [5]. Отметим, что глобальная нерешенность вопроса интерпретации квантовой механики [9] и тут имеет следствием чрезвычайно широкий спектр мнений о причинах и механизмах «квантовости» в человеческом мышлении [10].

Применительно к феномену «Линда», аналогии с квантовой механикой формально ограничиваются некоммутативностью операторов проектирования, описывающих вывод в квантовой логике. Но некоммутативность операторов еще не «квантовость», а какой-либо иной квантовой специфики здесь, на первый взгляд, не видно. Поэтому имеет смысл рассмотреть возможности реализации этого феномена без обращения к понятию квантовости, т. е. на основе классических механизмов. В настоящем докладе показано, что феномен «Линда» может быть получен одним из классических методов волновой физики — голографии Фурье, порождающей алгебру Фурье-дуальных определяющих модель операций [11].

1. Подход и модель

1.1. Общий подход

В квантовой физике вероятность события $B_{x,y}$, например, нахождения частицы в точке (x, y) , согласно правилу Борна задается формулой

$$P_{\Psi}(B_{x,y}) = \Psi(x, y)\Psi^*(x, y) \quad (1)$$

где Ψ — волновая функция частицы или амплитуда вероятности [12], астериск — символ комплексного сопряжения. Выражение (1) формально соответствует классическому определению интенсивности в волновой физике, волновая функция $\Psi(x, y)$ описывает поле комплексных амплитуд. Это позволяет нам использовать классическую интенсивность поля $I(x, y) = \Psi(x, y)\Psi^*(x, y)$ как аналог вероятности в модели исследуемого феномена.

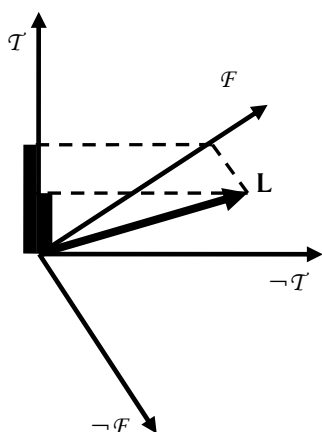


Рис.1. Схема конъюнкции применительно к феномену «Линда» как последовательных проектирований вектора состояния L на подпространства F и T ; для наглядности размерности F и $T = 1$

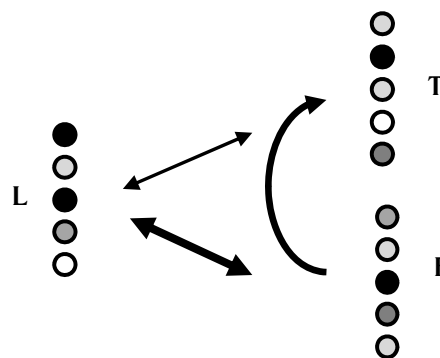


Рис.2. Нейросетевая модель феномена «Линда», этап конъюнкции: толщины линий между нейронными ансамблями L , F и T соответствуют силе ассоциативных связей, дуга-связь, не заданная явно при обучении

В 1906 г. А. Гольдшайдер предложил подход к исследованию механизмов памяти и внимания через анализ взаимодействия волновых фронтов, формирующихся в кортикальной области мозга при восприятии сенсорных стимулов и воспоминании [1]. Позже этот подход был развит в голографическую парадигму работы мозга. С учетом различной физической природы волновых процессов мышления и голографии, правомочно использование формального и экспериментального аппарата волновой физики для описания и моделирования когнитивных процессов. Формальную связь между методами искусственного интеллекта и голографии дает алгебра Фурье-дуальных операций [11], отвечающая критерию биологической мотивированности [13].

Заслуживает внимания также цикл работ М. Регуса [14–17], в которых на основе формальных аналогий между математическим описанием нейронных сетей, квантовой механики и голографии развито направление «квантовая голография» и показана реализация ряда нейросетевых моделей, в частности, ассоциативной памяти. Но рассуждения шире концепции памяти как восстановления эталонного образа или, в квантовых терминах, — коллапса волновой функции к собственному значению, рассуждения — это формирование образа, отличного от эталона или коллапс к значению, отличному от заданного при обучении.

1.2. Нейросетевой подход к реализации феномена «Линда»

Для нахождения возможности реализации обсуждаемого феномена классическими методами голографии вначале рассмотрим его нейросетевой механизм, от которого удобно затем перейти к механизму голографическому. Феномен проявляет взаимодействие трех внутренних репрезентаций: формируемого на основании рассказа в оперативной памяти образа «Линда» L и двух уже имеющих в долговременной памяти понятий: «Феминистка» F и «Кассир» T . Эти внутренние

репрезентации представлены в мозгу нейронными ансамблями — группами активных нейронов; формально эти нейронные ансамбли описываются векторами L , F и T . Вектор L , формируемый на основе восприятия рассказа, в терминах квантовой системы есть вектор состояния системы, а в биологических системах он описывает состояние оперативной памяти [18]. Запомненные в виде голограмм понятия формируют подпространства F и T пространства состояний системы, соответственно; их размерности определяются числом признаков, охваченных этими понятиями.

Рассказ о Линде построен так, чтобы образ L явно ассоциировался с понятием F , т. е. чтобы их внутренние репрезентации имели общие признаки, и никак не ассоциировался (в рассказе) с понятием T . Предполагается, что понятия F и T несовместны. Сейчас примем это положение без обсуждений, т. к. цель настоящего доклада — нахождение классического голографического механизма, реализующего используемую в квантовой логике модель последовательных проектирований вектора L на подпространства F и T .

В квантовой логике логический вывод формализован оператором проектирования вектора текущего состояния системы L [5]. Но подразумеваемая несовместность F и T не позволяет описать вывод одновременным проектированием вектора L на подпространства F и T . Поэтому суждение как конъюнкция ($F \& T$) в работе [5] рассмотрено как результат последовательных проекций (рис.1 [6]): вначале вектор L проецируется на более вероятное подпространство F , а уже затем вектор, описывающий состояние в F , на T . рис.1 наглядно иллюстрирует результат некоммутативности проекторов: вероятность того, что Линда — кассир выше, если вначале решено, что она феминистка, и наоборот, если вначале признано, что Линда — кассир, то ниже вероятность и этого ответа, и того, что она еще и феминистка.

Таким образом, проблема нейросетевой реализации феномена без обращения к квантовой логике сводится к необходимости установления связи понятий F и

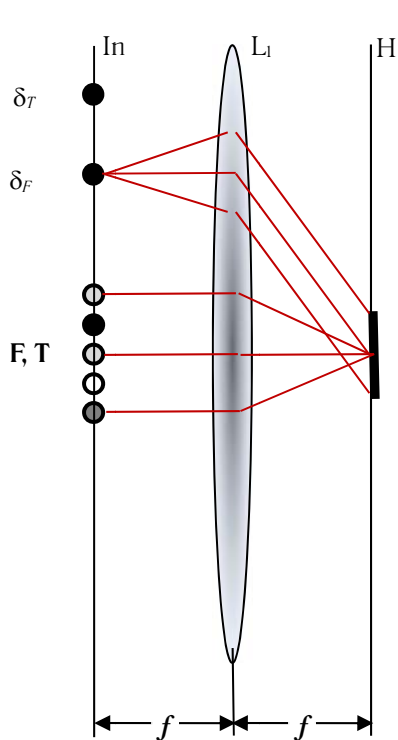
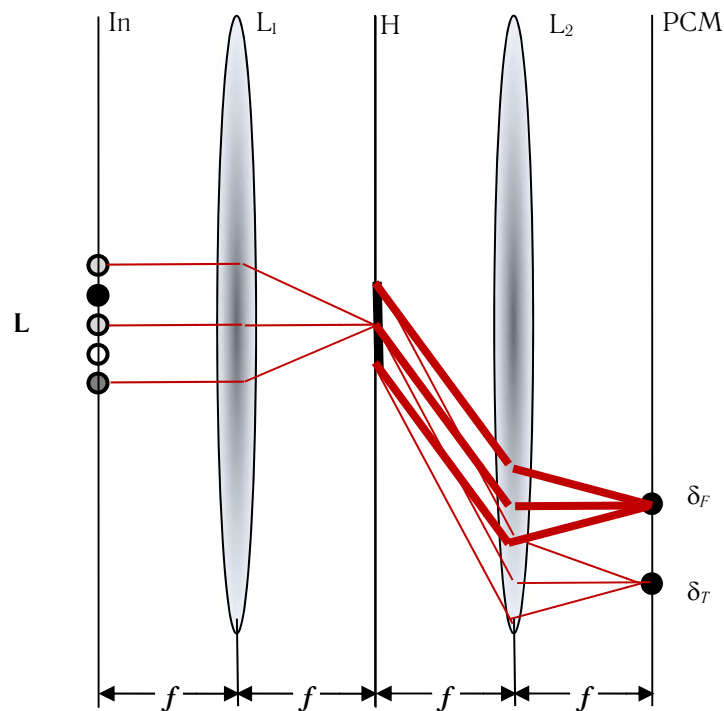


Рис. 3. Схема записи наложенных голограмм понятий «Феминистка» и «Кассир»



PCM — задняя фокальная плоскость линзы L2 — плоскость обращения волнового фронта

Рис. 4. Схема восстановления мультиплексной голограммой откликов «Феминистка» и «Кассир»:

T (т. е. представляющих их нейронных ансамблей), которая, как предполагается, при формировании этих понятий явно не задана. Иными словами, это вопрос механизма самостоятельного установления сетью связи $F \leftrightarrow T$, представленной на рис. 2 дуговой стрелкой.

Одно из возможных направлений поиска определяется тем, что веса межнейронных связей регистрируются материальными структурами мозга: синаптическими контактами и нейроглиальными клетками; далее будем называть их по аналогии с оптикой регистрирующими средами (РС). Зависимость зарегистрированного веса связи от возбуждения связываемых нейронов, которую, также по аналогии, назовем экспозиционной характеристикой (ЭХ), в реальности всегда нелинейна. Поэтому имеет смысл искать возможности решения нашей задачи на основе эффектов, обусловленных нелинейностью ЭХ РС. В частности, представляет интерес известный механизм формирования разностных частот на нелинейности, актуальный также и в голографии [19].

1.3. Модель голографического механизма некоммутативности операторов

Напомним, что биологическая нейронная сеть хранит всю запомненную информацию, в том числе, понятия **F** и **T**, в виде структуры межнейронных связей — биологического аналога голограммы. Далее будем использовать именно термин голограмма. Тот факт, что нейронный ансамбль **L** активирует ансамбли **F** и **T**, означает, что в записи голограмм этих понятий участвовали и признаки, присутствующие в образе **L** — назовем их субголограммами.

В качестве первого приближения рассмотрим запись голограмм, в которых запомнены понятия **F** и **T**, по схеме голографии Фурье с точечными внеосевыми опорными источниками δ_F и δ_T (рис.3). Тогда интересующие нас субголограммы, формирующие отклики понятий **F** и **T** на образ **L**, могут быть представлены в следующем виде (во избежание загромождения выражений по возможности используем описание функциями одной переменной):

$$\begin{aligned} H_{LF}(v) &= \eta_{LF} \left\{ F \exp(j\omega x_F) + L \left[F \exp(j\omega x_F) + L \right]^* \right\}, \\ H_{LT}(v) &= \eta_{LT} \left\{ F \exp(j\omega x_T) + L \left[F \exp(j\omega x_T) + L \right]^* \right\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где η — операторы ЭХ РС при записи соответствующей субголограммы, j — мнимая единица, v — пространственная частота, $\omega = 2\pi v$ — круговая пространственная частота, x_F и x_T — координаты соответствующих точечных опорных источников δ_F и δ_T , F , T и L — амплитуды.

Примем следующие допущения:

1) голограммы $H_{LF}(x)$ и $H_{LT}(x)$ записываются как наложенные (НГ);

2) ЭХ РС может быть представлена степенным рядом, ограничимся рассмотрением первых двух членов ряда: линейного и квадратичного.

Если формирование нелинейности ЭХ РС происходит после записи всех наложенных голограмм, в нашем случае — на этапе записи второй НГ или проявления, то правомочно представление субголограммы $H(v_x) = H_{LF}(v_x) + H_{LT}(v_x)$ в следующем виде.

$$\begin{aligned}
H(v_x) = & \eta_1 \{ [F \exp(j\omega x_F) + L [F \exp(j\omega x_F) + L]^* + \\
& + [T \exp(j\omega x_T) + L [T \exp(j\omega x_T) + L]^*] \} + \\
& + \eta_2 \{ [F \exp(j\omega x_F) + L [F \exp(j\omega x_F) + L]^* + \\
& + [T \exp(j\omega x_T) + L [T \exp(j\omega x_T) + L]^*] \}^2,
\end{aligned} \quad (3)$$

где η_1 и η_2 — коэффициенты пропорциональности при линейном и квадратичном членах разложения. Нас интересует квадратичный член. Его разложение (элементарные выкладки опустим) дает, кроме прочих, также и два слагаемых, описывающих искомую связь между точечными опорными источниками δ_F и δ_T и, тем самым, между связанными с ними нейронными ансамблями **F** и **T**, показанную на рис. 2 дугой.

$$LL^*F^*T \exp[j\omega(x_F - x_T)] + LL^*FT^* \exp[-j\omega(x_F - x_T)]. \quad (4)$$

Обозначим через η с соответствующими нижними индексами дифракционные эффективности (по амплитуде) голограмм для первых порядков дифракции. По условиям задачи $\eta_{LF} > \eta_{LT}$, пусть $\eta_{LF} = k\eta_{LT}$; $k > 1$, тогда амплитуды откликов δ_F и δ_T в 1-х порядках дифракции в плоскости, $F_1 = Lk\eta_{LT}$ и $T_1 = L\eta_{LT}$, соответственно, т. е. $F_1 = k T_1$.

При обращении волновых фронтов в плоскости РСМ (рис. 4) субголограмма (4) $F(x, y) \leftrightarrow T(x, y)$, дифракционную эффективность которой обозначим η_{FT} , активирует в плоскости **In** образ «Кассир», его амплитуда: $T_2 = F_1\eta_{FT} = Lk\eta_{LT}\eta_{FT}$. Рассмотрим простейший случай — отсутствие интерференционного члена. Тогда суммарная амплитуда образа «Кассир»

$$\begin{aligned}
T &= T_1\eta_{LT} + T_2 = L\eta_{LT}^2 + Lk\eta_{LT}\eta_{FT} = \\
&= L\eta_{LT}(\eta_{LT} + k\eta_{FT})
\end{aligned}$$

Аналогично, образ «Кассир» дает $F_2 = T_1\eta_{TF} = L\eta_{LT}\eta_{TF}$, т. е. суммарная интенсивность образа «Феминистка»

$$\begin{aligned}
F &= F_1\eta_{LF} + F_2 = L(k\eta_{LT})^2 + L\eta_{LT}\eta_{TF} = \\
&= L\eta_{LT}(k\eta_{LT} + \eta_{TF})
\end{aligned}$$

Отсюда оценка эффективности метода в плане усиления интенсивности образа «Кассир» относительно **HA** образа «Феминистка» за счет действия связей (4), обусловленных наличием квадратичной нелинейности ЭХ РС

$$\begin{aligned}
V &= \left(\frac{TF_1}{FT_1} \right)^2 = \left(\frac{k(\eta_{LT} + k\eta_{FT})}{(k\eta_{LT} + \eta_{TF})} \right)^2 = \\
&= \left(\frac{1 + k \frac{\eta_{FT}}{\eta_{LT}}}{1 + \frac{1}{k} \frac{\eta_{TF}}{\eta_{LT}}} \right)^2 = \left(\frac{1 + kR}{1 + \frac{1}{k}R} \right)^2,
\end{aligned} \quad (5)$$

где $R = \eta_{FT}/\eta_{LT}$. Поскольку по условиям задачи $k > 1$, то $V > 1$, т. е. имеем усиление интенсивности образа «Кассир» сравнительно с интенсивностью образа «Феминистка»; оба образа восстанавливаются мультиплексной голограммой в локализации, соответствующей их локализации при её записи.

Экспериментальная проверка проведена при записи двух наложенных голограмм плоских пучков на регистрирующей среде ПФГ-03м, обработка с отбеливанием, толщина среды ≈ 10 мкм. Угол между пучками при записи первой НГ — $36,3^\circ$, второй — $33,3^\circ$. На рис. 5 приведен экспериментально полученный отклик мультиплексной голограммы. Дифракционная эффективность составила: 27 % и 18 % для первых порядков дифракции, 8 % и 2,9 % для откликов субголограмм (4), возникших в результате нелинейности ЭХ ГРС. Различия в значениях дифракционных эффективностей для откликов в одних порядках дифракции обусловлены различными отклонениями от условия Брэгга.

Заключение

Таким образом, некоммутативность проекторов, характерная для логико-алгебраического описания квантовой механики и обуславливающая в том числе, и феномен «Линда», часто рассматриваемый как один из краеугольных камней концепции квантовой природы сознания, интеллекта, социума, может иметь в своей основе вполне классические механизмы, не требующие обращения к квантовым эффектам и механизмам, а именно: нелинейность отклика регистрирующих сред, в том числе, реализующих связи в биологических нейронных сетях, в социуме и т. п. Специально подчеркнем, что этот вывод никоим образом не следует рассматривать как отрицание возможности наличия именно квантовых эффектов или, более того, обуславливающей их квантовой природы сознания, интеллекта и социума, но лишь как попытку найти возможность простого объяснения в рамках известных подходов.

Благодарность

Авторы считают приятным долгом поблагодарить к. ф.-м. н. Н. А. Соловьева за интересные и полезные дискуссии, способствовавшие как интересу авторов к теме, так и уточнению их позиции по ряду вопросов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 18-01-00676-а.

Список источников

- [1] Прибрам, К. Нелокальность и локализация: голографическая гипотеза о функционировании мозга в процессе восприятия и памяти / К. Прибрам // В сб. «Синергетика и психология». В. 1. «Методологические вопросы». — М., 1997. — С. 156–183.
- [2] Van Heerden, P. J. A new optical method of storage and retrieving information / P. J. Van Heerden // Applied Optics. — 1963. — Vol. 2. — № 4. — P. 387–392.

- [3] **Павлов, А. В.** Алгебра Фурье-дуальных операций: логика с исключением / А. В. Павлов // Искусственный интеллект и принятие решений. — 2012. — № 3. — С. 26–38.
- [4] **Павлов, А. В.** Начальное порождение понятий при обработке образов на алгебре Фурье-дуальных операций / А. В. Павлов // Искусственный интеллект и принятие решений. — 2018. — № 1. — С. 84–97.
- [5] **Busemeyer, J. R.** Composition of paper for scientific journals / J. R. Busemeyer, E. Pothos, R. Franco, J. S. Trueblood // Psychol. Rev. — 2011. — Vol. 118. — № 2. — P. 193–218. — Doi: 10.1037/a0022542.
- [6] **Trueblood, J. S.** Quantum probability theory as a common framework for reasoning and similarity / J. S. Trueblood, E. M. Pothos, J. R. Busemeyer // Front. Psychol. — 2014. — Doi: 10.3389/fpsyg.2014.00322.
- [7] **Tversky, A.** Extensional versus intuitive reasoning: The conjunction fallacy in probability judgment / A. Tversky, D. Kahneman // Psychological Review. — 1983. — Vol. 90. — № 4. — P. 293–315. Doi: 10.1037/0033-295X.90.4.293.
- [8] **Колмогоров, А. Н.** Основные понятия теории вероятностей / А. Н. Колмогоров. — М., 1974.
- [9] **Гриб, А. А.** К вопросу об интерпретации квантовой физики / А. А. Гриб // УФН. — 2013. — Том 183. — № 12. — С. 1337–1352.
- [10] **Meijer, D. K. F.** Quantum Physics in Consciousness Studies / D. K. F. Meijer, S. Raggett // In book: Quantum Mind. — UK, 2014. — Ed.: Raggett S. — 180 p.
- [11] **Павлов, А. В.** Об алгебраических основаниях Фурье-голографии / А. В. Павлов // Оптика и спектроскопия. — 2001. — Том 90. — № 3. — С. 515–520.
- [12] **Фейнман Р.** Фейнмановские лекции по физике. Вып.8. / Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс / М.: Мир, — 1965. — 260 с.
- [13] **Глезер, В. Д.** Согласованная фильтрация в зрительной системе / В. Д. Глезер // Оптический журнал. — 1999. — Том 66. — № 10. — С. 10–14.
- [14] **Peruš, M.** Neural Networks as a basis for quantum associative networks / M. Peruš // Neural network world. — 2000. — Vol. 10. — P. 1001–1013.
- [15] **Peruš, M.** Multi-level Synergetic Computation in Brain / M. Peruš // Nonlinear Phenomena in Complex Systems. — 2001. — Vol. 4. — № 2. — P. 157–193.
- [16] **Loo, C. K.** Associative memory based image and object recognition by quantum holography / C. K. Loo, M. Peruš, H. Bischof // Open Systems & Information Dynamics. Kluwer Academic Publishers. — 2004. — Vol. 11. — № 3. — P. 277–289.
- [17] **Tay, N. W.** Face recognition with quantum associative networks using overcomplete gabor wavelet / N. W. Tay, C. K. Loo, M. Peruš // Cogn. Comp. — 2010. — Vol. 2. — P. 297–302. DOI: 10.1007/s12559-010-9047-2.
- [18] **Baddeley, A.** Working memory. / A. Baddeley // Science. — 1992. — Vol. 255. — P. 556–559. — Doi:10.1126/science.1736359
- [19] **Орлов, В. В.** О решетках, возникающих при нелинейной записи наложенных голограмм / В. В. Орлов // Письма в ЖТФ. — 2004. — Том 30. — № 24. — С. 77–81.

On the Holographic Mechanisms for Quantum-like Cognitive Phenomena

A. V. Pavlov, V. V. Orlov

Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

An opportunity for quantum-like cognitive phenomena, that are result of projectors noncommutativity, by Fourier-holography technique is considered. It is demonstrated theoretically and illustrated experimentally the noncommutativity of the operators can be result of nonlinearity of holographic recording media.

Keywords: Fourier Holography, Holographic Paradigm, Cognitive Systems, Cognitive Phenomena, Quantum-like Phenomena, Quantum Logic, Superimposed Holograms, Recording Media, Non-linearity.

76. Экспериментальное исследование модового датчика волнового фронта, основанного на Фурье-голограммах рассеянных мод волнового фронта

В. В. Орлов¹, Ю. В. Венедиктов², А. В. Горелая², Е. В. Шубенкова², Д. З. Жамалатдинов²

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ» имени В. И. Ульянова (Ленина), Санкт-Петербург, Россия

Экспериментально исследован голографический модовый датчик волнового фронта, основанный на Фурье-голограммах рассеянных мод волнового фронта. Измерена зависимость сигнала датчика от амплитуды моды Цернике. Исследованы шумы и отношение сигнал-шум датчика.

Ключевые слова: Оптика, Голография, Модовый датчик волнового фронта.

Цитирование: Орлов, В. В. Экспериментальное исследование модового датчика волнового фронта, основанного на Фурье-голограммах рассеянных мод волнового фронта / В. В. Орлов, Ю. В. Венедиктов, А. В. Горелая, Е. В. Шубенкова, Д. З. Жамалатдинов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 306–308.

Датчики волнового фронта используются для измерения формы волнового фронта и находят наибольшее применение в адаптивной оптике. Широко используется датчик Шака — Гартмана, относящийся к зональным датчикам, измеряющим параметры волнового фронта на его отдельных участках и требующих большого времени обработки сигналов, чтобы получить полную картину волнового фронта. Ведётся разработка модовых датчиков, измеряющих амплитуды мод волнового фронта в виде суперпозиции которых представляется волновой фронт [1–6]. По сравнению с зональными датчиками модовые датчики способны обеспечить более высокое быстродействие, необходимое для измерения искажений волнового фронта, обусловленных турбулентностью атмосферы.

В работе [7] был предложен голографический модовый датчик волнового фронта, основанный на Фурье-голограммах рассеянных мод волнового фронта. Теоретическое рассмотрение датчика показало, что он позволяет увеличить число измеряемых мод и получить сигналы большей интенсивности за счёт увеличения дифракционной эффективности голо-

грамм. В настоящей работе выполнено экспериментальное исследование датчика. Измерена зависимость сигнала датчика от амплитуды моды расфокусировки Цернике, исследованы шумы и отношение сигнал-шум датчика.

Схема записи голограмм, входящих в состав датчика, представлена на рис. 1, где P — рассеиватель, Π — поляризатор, L_1 — объектив, D_1 — подвижная диафрагма, C — регистрирующая среда. На разных участках регистрирующей среды C , при разных положениях диафрагмы D_1 записывается множество голограмм, которые могут быть наложенными голограммами. Для каждой моды записывается две голограммы. Одна голограмма при падении на рассеиватель P волны содержащей моду Цернике $Z_i(x, y)$ с амплитудой β , другая с амплитудой $-\beta$. Для записи одной голограммы используется плоская волна падающая под углом θ_1 , для записи другой под углом θ_2 . Рассеивателем P , установленным в передней фокальной плоскости объектива L_1 , служил рассеиватель Thorlabs ED1-C20-MD. Объектив L_1 имел фокусное расстояние 120 мм, диаметр диафрагмы D_1 составлял 2 мм. В качестве ре-

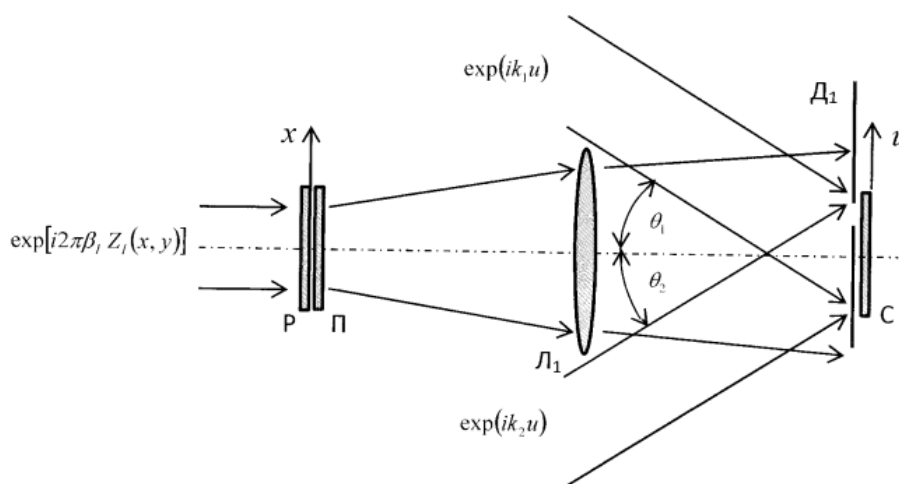


Рис. 1

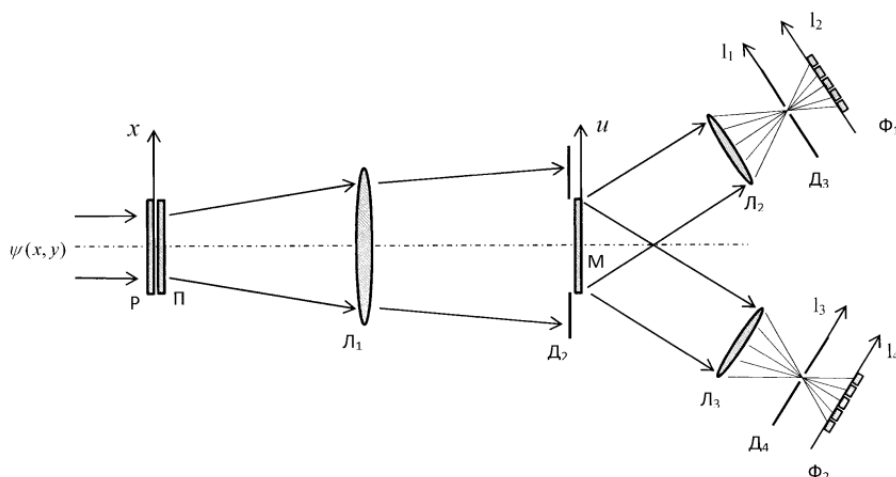


Рис. 2.

гистрирующей среды С использовалась фотопластинка ФПГОЗ-М, проявляемая в проявителе ГП-2. Диффузный пучок света, возникавший в плоскости записи голограммы, имел диаметр 22 мм, определяемый по критерию, предложенному в [7].

В данном эксперименте было записано две голограммы, на разных участках фотопластинки, с модами расфокусировки Цернике, одна голограмма с амплитудой моды 0,7, другая с амплитудой $-0,7$. Амплитуда моды измерялась длиной волны света 632,8 нм. При падении на рассеиватель Р волны $\psi(x, y)$ (рис. 2), содержащей данную моду, с голограмм, находящихся в пределах диафрагмы D_2 восстанавливаются плоские волны, проходящие через объективы L_2 и L_3 с фокусными расстояниями 58 мм и диафрагмы D_3 и D_4 диаметром 0,15 мм, расположенные в фокальных плоскостях I_1 и I_3 объективов. Интенсивность восстановленных волн, представляющих собой волны сигнала, измерялись в данном эксперименте одним фотодиодом Φ_1 и одним фотодиодом Φ_2 . В общем случае, когда записывается много голограмм, используется матрица фотодиодов, как это показано на рис. 2. В плоскостях диафрагм D_3 и D_4 восстановленные волны, имеют вид дифракционных картин Эйри, которые в зависимости от aberrаций волны $\psi(x, y)$ меняют свою интенсивность, сохраняя неизменным своё положение.

На рис. 3 представлена зависимость интенсивности J_s сигнала датчика от амплитуды расфокусировки моды Цернике, рассчитанная по формуле

$$J_s = \frac{J_+ - J_-}{J_+ + J_-},$$

где J_+ и J_- измеренные интенсивности восстановленных волн, для волн записанных с положительной и отрицательной амплитудой aberrации, соответственно. Смещение графика относительно точки (0, 0), видимо, вызвано механической не стабильностью установки. Голограммы входящие в состав датчика записаны с протяжённым опорным источником, для которых согласно [8, 9] отношение сигнал-шум равно 1. В этих работах предполагалось, что процесс записи голограмм

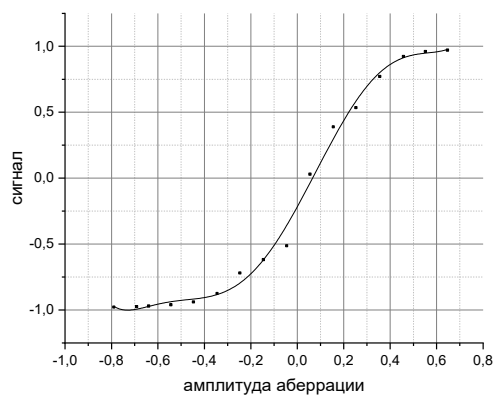


Рис. 3.

линеен. Отношение сигнал-шум было измерено путём измерения суммарной интенсивности сигнала и шума восстановленной волны за объективом L_1 и интенсивности сигнала за диафрагмой D_3 и составило 2. Превышение измеренного отношения сигнал-шум расчётного значения обусловлено нелинейной зависимостью локальной дифракционной эффективности голограммы от интенсивности диффузного пучка. Можно показать, что максимально возможное отношения сигнал-шум, которое может быть получено, используя данную нелинейность, равно 3,65. Ранее влияние нелинейности локальной дифракционной эффективности на отношение сигнал-шум исследовалось при обращении волнового поля через голографический рассеиватель [10].

Измерение отношения сигнал-шум в области регистрации сигналов фотодиодами Φ_1 и Φ_2 показало, что диафрагмы D_3 и D_4 эффективно блокируют шум. Был измерен шум обусловленной одной голограммой в области регистрации сигнала данной голограммы фотодиодом Φ_1 . Область регистрации сигнала представляла собой сечение светового пучка в форме эллипса размером $2 \times 2,5$ мм. Для измерения шума в световой пучок, падавший на рассеиватель Р, вводилась aberrация наклона достаточно большой величины, чтобы картина

Эйри, в виде которой наблюдался сигнал в фокальной плоскости объектива L_1 , исчезала и наблюдался только шум. Отношение максимальной интенсивности сигнала к интенсивности измеренного шума составило 270. Был измерен шум от одной голограммы в области регистрации сигналов от других голограмм, если бы они были записаны на других участках фотопластинки. При перемещении фотодиода Φ_1 вдоль оси I_2 в ту или иную сторону на 2 мм в области регистрации сигнала от двух ближайших голограмм отношение сигнал-шум составило 370. При дальнейшем перемещении фотодиода Φ_1 , в области регистрации сигналов от других голограмм, интенсивность шума оказалась столь мала, что её было не возможно измерить. Можно лишь утверждать, что она не менее чем в 10^3 раз меньше максимальной интенсивности сигнала. Если при записи большого числа голограмм интенсивность шума превысит допустимое значение, следует использовать более сложную схему измерения сигналов датчика, содержащую растры микролинз и микродиафрагм [7] и

обеспечивающую изоляцию сигнала каждой голограммы от шумов других голограмм.

Исходя из параметров данного эксперимента, диаметра голограмм 2 мм и диаметра области регистрации голограмм 22 мм, при гексагональной структуре размещения голограмм на фотопластинке [7] можно записать 91 голограмму и, следовательно, измерить 45 мод. При записи на каждом участке фотопластинки двух наложенных голограмм число измеряемых мод достигает 91.

Заключение

Выполненное экспериментальное исследование показало работоспособность принципа построения модового датчика волнового фронта, основанного на Фурье-голограммах рассеянных мод волнового фронта, что позволяет создать датчик с числом измеряемых мод достигающим нескольких десятков.

Список источников

- [1] Neil, M. A. A. New modal wave-front sensor: a theoretical analysis / M. A. A. Neil, J. Booth, T. Wilson // J. Opt. Soc. Am. A. — 2017. — Vol. 7. — № 6. — P. 1098–1107.
- [2] Booth, M. J. Direct measurement of Zernike aberration modes with a modal wavefront sensor / M. J. Booth // Proc. SPIE. — 2003. — Vol. 5162. — P. 79–90.
- [3] Ghebremichael, F. Holography-based wave front sensing / F. Ghebremichael, G. P. Andersen, K. S. Gurley // Applied Optics. — 2008. — Vol. 47. — № 4. — P. A62–A69.
- [4] Dong, S. Respons analysis of holography-based modal wavefront sensor / S. Dong, T. Haist, W. Osten, T. Ruppe, O. Sawodny // Applied Optics. — 2012. — Vol. 51. — № 9. — P. 1318–1327.
- [5] Anzuola, E. Holographic wavefront sensor based on Karhunen-Loève decomposition / E. Anzuola, A. Zepp, S. Gladysz, K. Stein // Proc. SPIE. — 2016. — Vol. 9979. — P. 9979X-1–9979X-6.
- [6] Kovalev, M. S. Wave front sensor based on holographic optical elements / M. S. Kovalev, G. K. Krasin, P. I. Malinina, S. B. Odinokov, H. R. Sagatelyan // Journal of Physics: Conference Series. — 2016. — Vol. 737 — P. 012064.
- [7] Орлов В. В. Голографический модовый датчик волнового фронта с увеличенным числом измеряемых мод / В. В. Орлов // Квантовая электроника. — 2017— Том 47. — № 8. — С. 773–776.
- [8] Кольер, Р. Оптическая голография / Р. Кольер, К. Беркхарт, Л. Лин; перевод с английского под редакцией В. И. Островского. — М.: Мир, 1973. — С. 688.
- [9] Якимович, А. П. Способ уменьшения шума голограмм с пространственно модулированными опорными волнами / А. П. Якимович // Квантовая электроника. — 1975 — Том 2. — № 3. — С. 615–618.
- [10] Локшин В. И. Получение голограмм транспарантов с избыточностью без зернистой структуры изображения / В. И. Локшин, В. В. Орлов // Оптика и спектроскопия. — 1985. — Том 58. — № 4. — С. 860–865.

Experimental study of mode wavefront sensor based on Fourier holograms of scattered wavefront modes

V. V. Orlov¹, V. Y. Venediktov², A. V. Gorelaya², E. V. Shubenkova², D. Z. Zhamalatdinov²

¹ Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

² Saint Petersburg Electrotechnical University “LETI”, Saint Petersburg, Russia

The holographic mode wavefront sensor based on Fourier holograms of scattered wavefront modes is experimentally investigated. The dependence of a signal of the sensor on amplitude of mode of Zernike is measured. Noise and the relation a sensor signal noise are investigated.

Keywords: Optics, Holography, Mode wavefront sensor.

77. Электронная спекл-интерферометрия методом фазовых шагов

Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов

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

В работе представлены результаты экспериментальных исследований по определению напряженно-деформированных состояний материалов, обладающих диффузной поверхностью, посредством электронной спекл-интерферометрии с использованием метода фазовых шагов.

Ключевые слова: Оптика спеклов, Шерография, Напряженные состояния.

Цитирование: Вишняков, Г. Н. Электронная спекл-интерферометрия методом фазовых шагов / Г. Н. Вишняков, В. Л. Минаев, А. Д. Иванов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 309–311.

Введение

Электронная спекл-интерферометрия является современным бесконтактным методом неразрушающего контроля изделий промышленности и аддитивных технологий. Самое распространенное применение данного метода — качественное определение дефектов в материале [1]. Проводя последовательные экспозиции поверхности материала с помощью данного метода можно обнаружить и количественно оценить его напряженно-деформированное состояние [2].

Метод

Особое место занимает сдвиговая спекл-интерферометрия, которую также называют Шерографией. В данном методе с помощью наклона одного из зеркал в оптической схеме создается два поперечно сдвинутых изображения. Преимуществом данного метода является возможность изменения чувствительности прибора, изменяя длину сдвига изображения [3].

Для исследований может использоваться материал, имеющий шероховатость поверхности порядка длины волны или больше. Кроме того, необходимо как минимум две экспозиции: до нагрузки (деформации) и после. При использовании метода фазовых шагов каждая экспозиция содержит несколько интерферограмм. Для получения фазового изображения в данной работе использовался метод фазовых шагов [4], количество шагов равнялось 5. Главные преимущества метода фазовых шагов состоят в высокой точности реконструкции фазы и меньшем количестве шумов по сравнению с пространственными методами.

В работе для исследования дефектов материалов в нагруженном состоянии и реконструкции поля деформаций была реализована следующая последовательность получения и обработки изображений:

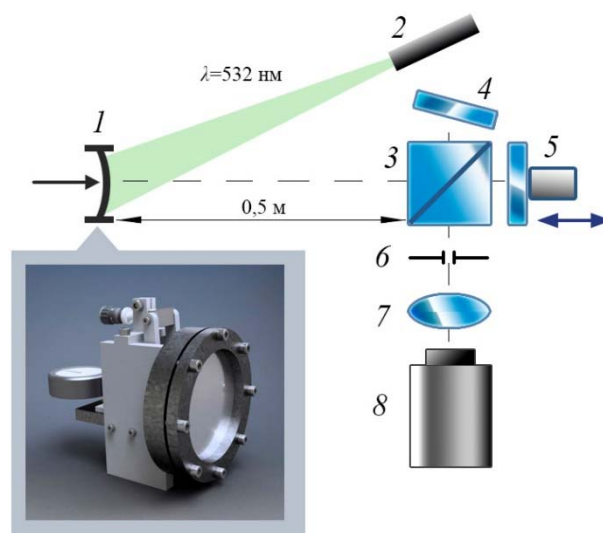
- получение 5 сдвиговых спекл-интерферограмм, по которым реконструировалось фазовое изображение (несшитая фаза) в исходном (ненагруженном) состоянии;
- получение 5 сдвиговых спекл-интерферограмм, по которым реконструировалось фазовое изображение (несшитая фаза) в нагруженном состоянии;
- вычитание фазовых изображений в нагруженном и исходном состоянии;

- обработка изображения методом синус-косинусной фильтрации (30 итераций);
- сшивка фазы для получения производной от деформации [5].

Установка и описание эксперимента

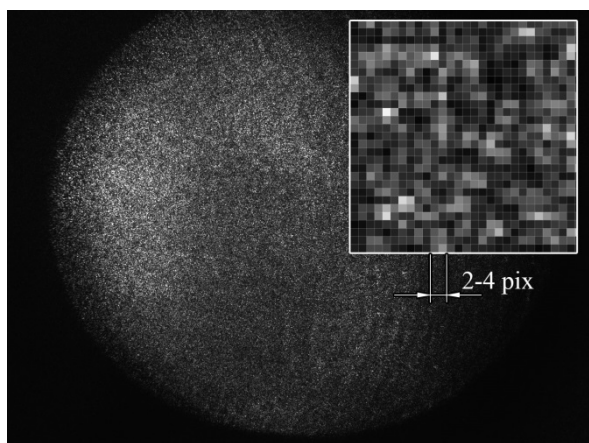
В основе оптической схемы электронного сдвигового спекл-интерферометра лежит схема Майкельсона, источник лазерного излучения и цифровая видеокамера. В конструкции интерферометра использован фазосдвигающий блок, обеспечивающий дискретный сдвиг.

Для демонстрации работы прибора было сконструировано специальное нагружающее устройство, изображенное на вставке к рис. 1. Данное устройство представляло собой стальной фланец, в который устанавливалась и надежно фиксировалась исследуемая сменная мембрана 1 диаметром 100 мм и толщиной 1,5 мм. На мембрану давил шток, предающий усилие от микрометрического винта, вызывая ее деформацию. Внешняя часть мембраны освещалась расходящимся пучком от полупроводникового лазера 2 мощностью 15 мВт на длине волны $\lambda = 532$ нм.

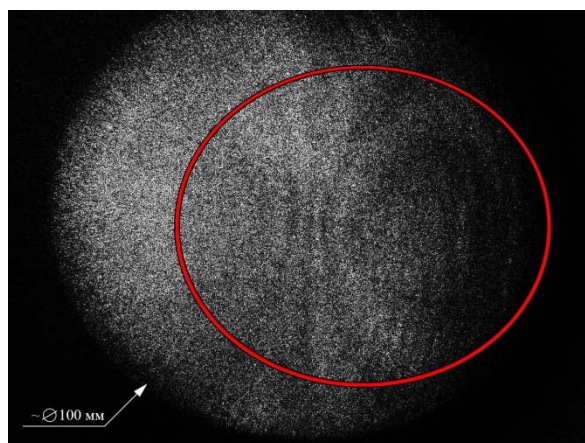


1 — мембрана; 2 — лазер; 3 — светоделитель; 4 — поворотное зеркало; 5 — зеркало, закрепленное на пьезоприводе; 6 — диафрагма; 7 — объектив; 8 — камера

Рис. 1. Схема установки

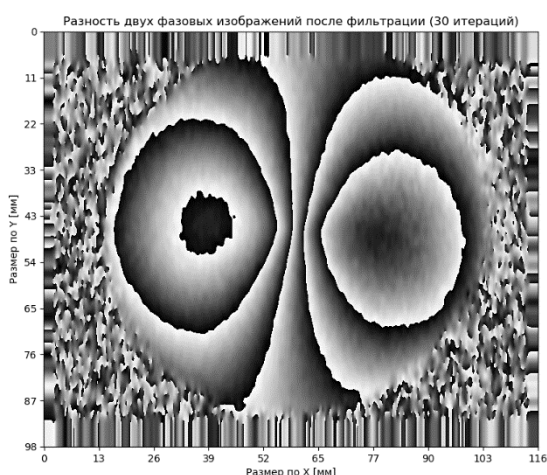


а) исходная интерферограмма; во врезке представлено увеличенное изображение спекл структуры

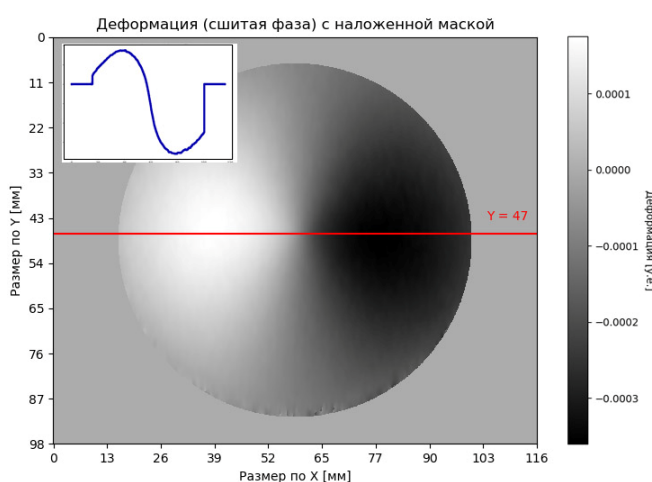


б) разность между интерферограммами до и после деформации

Рис. 2. Первый этап обработки интерферограмм



а) разность двух фазовых изображений после синус-косинусной фильтрации



б) сшитая фаза; во врезке приведен профиль производной от деформации мембраны

Рис. 3. Второй этап обработки интерферограмм

На расстоянии 0,5 м от мембраны устанавливался электронный сдвиговый спекл-интерферометр. Изображение объекта разделялось на светоделителе 3 и попадало на поворотное зеркало 4 и зеркало на пьезоприводе 5. Далее оба пучка света от зеркал через диафрагму 6 и объектив 7 попадали на ПЗС камеру 8, где строились два сдвинутых друг относительно друга изображения мембраны.

На рис. 2 показан первый этап обработки изображений с камеры. рис. 2а иллюстрирует интерференционную картину, полученную до деформации алюминиевой мембраны. рис. 2б приводит картину, полученную после вычитания «нагруженной» интерферограммы из предыдущей. В виду сдвига поворотного зеркала изображение на матрице камеры раздвоено. Сдвиг изображения объекта в абсолютных величинах составил 5 мм (168 пикселей). Данное значение необходимо для количественной оценки деформации объекта измерений. Размер спеклов на интерферограмме находился в диапазоне 2–4 пикселей.

На рис. 2б можно заметить появление характерной интерференционной картины, вызванной деформацией. В данном эксперименте шток продавливал

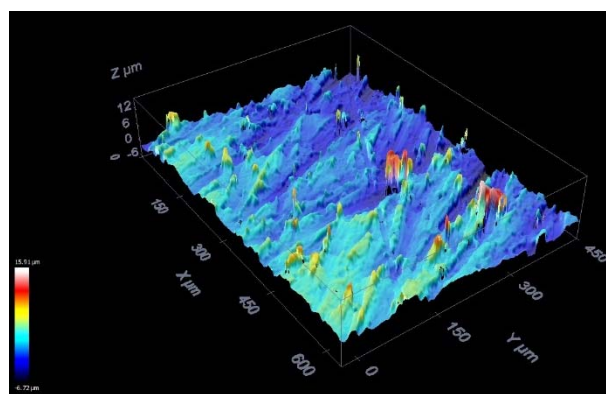


Рис. 4. Исследование шероховатости поверхности мембраны

мембрану на глубину 5 мкм. На рис. 3а приведено изображение несшитой фазы производной от деформации мембраны после 30 итераций синус-косинусной фильтрации, а на рис. 3б результат после сшивки.

Поверхность мембраны была дополнительно исследована на интерференционном микроскопе Leica DCM 3D. На рис. 4 представлена 3D реконструкция ее

поверхности. Шероховатость мембраны находилась в пределах от 0,8 до 1,9 мкм.

С помощью описанного спекл-интерферометра была также исследована плоская пластина размерами 55×45 мм, с одной стороны которой имелась ячеистая структура, изготовленная методом аддитивных технологий на 3D принтере FormLabs. В ячеистой структуре, при печати, был специально пропущен участок звеньев ячеек размерами 7×7 мм. Данный участок имитировал дефект отслоения поверхности от ячеистой подложки. Для получения деформированного состояния использовался нагрев пластины с помощью горячего воздуха. Качественное обнаружение данного дефекта с плоской стороны пластины показано на рис. 5.

Закключение

Разработан и собран электронный сдвиговый спекл-интерферометр с применением блока, обеспечивающего дискретный фазовый сдвиг. Приведены экспериментальные результаты определения деформаций изделий от механических и тепловых воздействий. Продемонстрирован поиск дефектов и напряженно-деформированных состояний в изделиях аддитивного производства.

Список источников

- [1] **Steinchen, W.** Digital Shearography: Theory and Application of Digital Speckle Pattern Shearing Interferometry / W. Steinchen, L. Yang. — Bellingham: SPIE Press, 2003. — 330 p.
- [2] **Xie, X.** Simultaneous measurement of deformation and the first derivative with spatial phase-shift digital shearography / X. Xie, N. Xu, J. Sun, Y. Wang, L. Yang // Optics Communications. — 2013. — Vol. 286. — P. 277–281.
- [3] **Waldner, S. P.** Quantitative strain analysis with image shearing speckle pattern interferometry / Phd thesis. — 2000. — 144 p.
- [4] **Vishnyakov, G.** Advanced method of phase shift measurement from variances of interferogram differences / G. Vishnyakov, G. Levin, V. Minaev, N. Nekrasov // Applied Optics. — 2015. — Vol. 54. — № 15. — P. 4797–4804.
- [5] **Herraez, M. A.** Fast two-dimensional phase-unwrapping algorithm based on sorting by reliability following a noncontinuous path / M. A. Herraez, D. R. Burton, M. J. Lalor, M. A. Gdeisat // Journal Applied Optics. — 2002. — Vol. 41. — № 35. — P. 7437.

The Phase Shifting Shearography

G. N. Vishnyakov, V. L. Minaev, A. D. Ivanov

FSUE "Russian Research Institute for Optical and Physical Measurements", Moscow, Russia

This paper consists the experimental studies results of diffuse surface materials stress-strain states determination by shearography with the phase stepping method.

Keywords: Optics of speckle pattern, Shearography, State of stress.

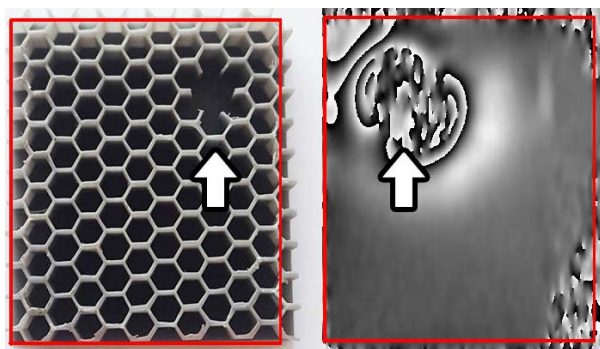


Рис. 5. Обнаружение дефекта при деформации изделия аддитивных технологий. Обратная сторона пластины (слева), разность двух фазовых изображений фронтальной поверхности пластины (справа). Стрелкой указано место дефекта.

Благодарность

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации в рамках выполнения соглашения № 14.625.21.0041 от 26.09.2017 г. (уникальный идентификатор RFMEFI62517X0041).

78. Дифракционные решетки из желатина для декорирования карамели

А. П. Торопова, М. И. Фокина

Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

В исследовании рассмотрено использование пищевого желатина в качестве оптического материала, пригодного для изготовления дифракционных решеток на поверхности пищевых продуктов. Технология позволяет создавать яркие радужные эффекты для декорирования карамели без применения пищевых красителей.

Ключевые слова: Радужная голограмма, Дифракционная решетка, Желатин, Карамель.

Цитирование: Торопова, А. П. Дифракционные решетки из желатина для декорирования карамели / А. П. Торопова, М. И. Фокина // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 312–314.

Производители кондитерских изделий стремятся создавать продукты с привлекательным внешним видом, для чего используют различные способы декорирования — придание особой формы, окрашивание продуктов, создание рисунков на поверхности изделий. Применяемые для этого пищевые красители могут негативно влиять на здоровье людей. Одним из способов решения данной проблемы является формирование на поверхности пищевых продуктов дифракционных структур, раскладывающих белый свет в спектр и обеспечивающих радужную окраску готовых изделий.

В круг пищевых материалов, способных передавать дифракционный рельеф, входят: пленкообразователи (пектин, агар-агар, альгин, каррагинин, камедь рожкового дерева, гуммиарабик [1]), сахара (сахароза, глюкоза, фруктоза, мальтоза [2, 3]), жиросодержащие кондитерские материалы (шоколад, шоколадная глазурь [4, 5]). В данном исследовании в качестве материала — носителя дифракционной решетки использован широко распространенный, коммерчески доступный желатин, а в качестве основы для него — карамель.

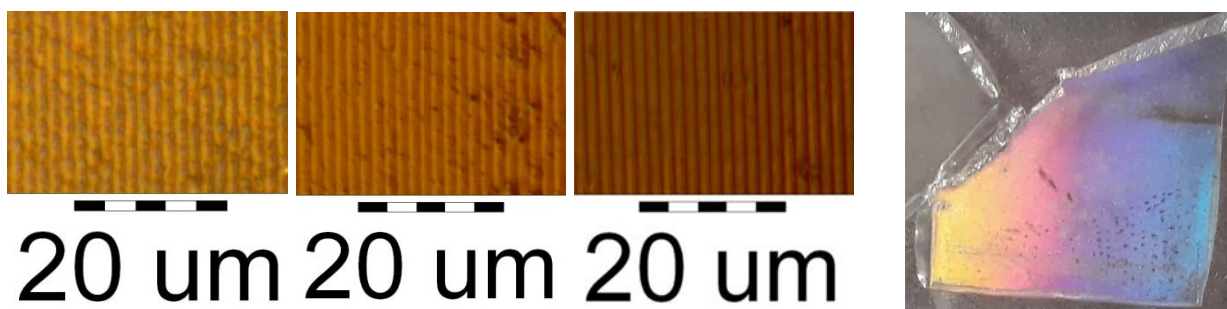
Для исследования выбраны три вида желатина — желатин свиной обыкновенный фирмы «Вкусмастер», желатин свиной быстрорастворимый фирмы «Dr. Oetker», желатин говяжий фирмы «Dr. Oetker». Растворы приготовлены следующим образом: 1 часть желатина смешана с 10 частями воды, спустя полчаса смесь подогрета на паровой бане. Из растворов приготовлены прозрачные пленки для

оценки физических свойств материала и пленки с дифракционной решеткой для оценки дифракционной эффективности. Прозрачные пленки приготовлены путем нанесения капли геля на поверхность лавсановой пленки и сушки в условиях комнатной температуры. Пленки с дифракционной решеткой сделаны путем нанесения капли геля, покрывания силиконовой маской с дифракционной решеткой с периодом 600 линий/мм, сушки и снятия маски через 24 часа.

Для оценки физических свойств желатина измерены вязкость гелей с помощью вискозиметра «Visco Basic Plus», твердость пленок с помощью твердомера «Булат Т1» при приложенном усилии 2 кг, показатель преломления с использованием рефрактометра

Табл. 1. Физические свойства желатина

| Свойство | Вид желатина | | |
|---|-----------------------------|-----------------------------|------------------------------|
| | Желатин свиной «Вкусмастер» | Желатин свиной «Dr. Oetker» | Желатин говяжий «Dr. Oetker» |
| Вязкость геля, мПа/с | 988 | 1431 | 2116 |
| Толщина пленок, мкм | 62 | 75 | 144 |
| Твердость пленок, МПа | 0,639 | 0,664 | 0,629 |
| Показатель преломления | 1,535 | 1,575 | 1,544 |
| Коэффициент пропускания в диапазоне 350–900 нм, % | 84–90 | 85–90 | 82–90 |



а) желатин говяжий «Dr. Oetker»

б) желатин свиной «Dr. Oetker»

в) желатин свиной «Вкусмастер»

г) фотография образца из желатина свиного «Вкусмастер» с дифракционной решеткой

Рис. 1. Фотографии образцов дифракционных решеток, приготовленных из различного желатина

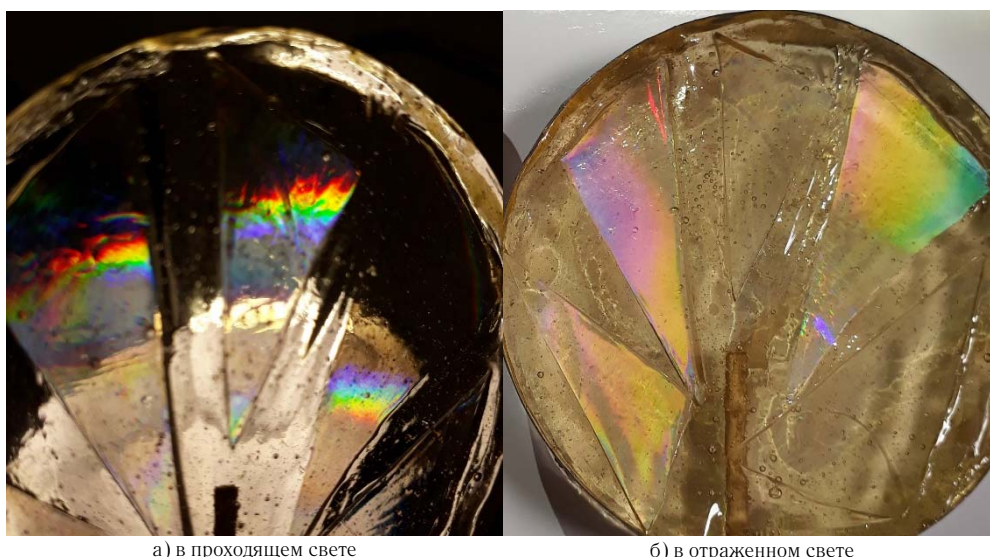


Рис. 2. Фотографии образца дифракционной решетки из желатина на поверхности карамели

«Refractometr PTR 46», коэффициент пропускания с помощью спектрофотометра «Shimadzu UV-1800». В табл. 1 приведены результаты измерений.

С увеличением вязкости растворов уменьшается текучесть и увеличивается толщина пленок. Пленки из всех видов желатина имеют близкие значения по прочности. Показатели преломления пленок имеют значения, сравнимые с показателями преломления оптических полимеров, что позволяет говорить о желатине как об оптическом материале. Пленки прозрачны в видимой области спектра, коэффициент пропускания принимает значения в диапазоне 82–90 %, что дает возможность использовать желатин для изготовления оптических элементов.

Затем были исследованы образцы пленок с дифракционной решеткой из желатина, сформированной на поверхности предметного стекла. На рис. 1 приведены фотографии микрорельефов, по которым видно, что самая однородная форма поверхности соответствует образцу, изготовленному из свиного желатина «Вкусмастер», радужный эффект виден невооруженным взглядом достаточно ярко.

Желатиновые пленки с дифракционными решетками могут использоваться для придания оригинального внешнего вида кондитерским изделиям, в данном исследовании рассмотрен вариант декорирования карамели. Образец карамели толщиной 5 мм имеет коэффициент пропускания порядка 65 % и прозрачен в видимой области спектра. Образцы приготовлены следующим образом: карамель была сварена из сахара, патоки и воды, отлита в металлические кольца, после отверждения и остывания покрыта раствором желатина, накрыта силиконовой маской с дифракционной решет-

Табл. 2. Дифракционная эффективность образцов из карамели с желатином

| Вид желатина | Дифракционная эффективность, % |
|------------------------------|--------------------------------|
| Желатин свиной «Вкусмастер» | 38,72 |
| Желатин свиной «Dr. Oetker» | 17,18 |
| Желатин говяжий «Dr. Oetker» | 12,17 |

кой, спустя 24 часа маска снята, на поверхности карамели получен микрорельеф. Дифракционная эффективность образцов оценена как отношение интенсивности излучения в первом порядке дифракции к сумме интенсивностей в первом и нулевом порядках дифракции. Измерения проводились в проходящем свете диодного лазера с длиной волны 625 нм с помощью люксметра «ТКА-ПКМ-02». Результаты измерений приведены в табл. 2. Образец, изготовленный из говяжьего желатина «Dr. Oetker» имеет наименьшее значение дифракционной эффективности и самую неоднородную форму поверхности, наибольшее значение получено на образце из свиного желатина «Вкусмастер», имеющего однородную форму поверхности. На рис. 2. приведена фотография этого образца.

Дифракционные решетки на поверхности карамели позволяют создавать яркую радужную окраску в проходящем и отраженном свете. Карамель способна передавать рельеф дифракционной решетки, но сохраняет его не более 40 часов [6]. Согласно проведенным экспериментам, желатин сохраняет дифракционный рельеф не менее 5 месяцев, поэтому соединение этих материалов позволяет увеличить время жизни дифракционной решетки и соответственно, декоративного эффекта изделия.

Список источников

- [1] Patent № 4 668 523 US. Holographic Products / Begleiter E. — Publ. 26.05.1987.
- [2] Ponce-Lee, E. L. Sugar (sucrose) holograms / Ponce-Lee E. L., Olivares-Pérez A., Fuentes-Tapia I. — Opt. Mater. 26, 2004. — P. 5–10.

- [3] **Ponce-Lee, E. L.** Glucose-fructose holograms / A. Olivares-Pérez, I. Fuentes-Tapia, J. L. Juárez-Pérez // Practical Holography XVIII: Materials and Applications. — 2004. — Vol. 5290.
- [4] **Patent № 2005253340 JP.** Chocolate with hologram pattern, method for producing the same and mold used for the method / N. Shuichiro, T. Kiriko. — Publ. 22.09.2005.
- [5] **Торопова, А. П.** Особенности нанесения дифракционных решеток на поверхность шоколада / А. П. Торопова, М. И. Фокина, С. А. Позднякова // Научно-технический вестник информационных технологий, механики и оптики. — 2018. — Том 18. — № 1 (113). — С. 166–168.
- [6] **Торопова, А. П.** Особенности создания дифракционного микрорельефа на поверхности пищевых продуктов / А. П. Торопова, М. И. Фокина // Голография. Наука и практика: XIV международная конференция HOLOEXPO 2017: тезисы докладов (Звенигород, 12–14 сентября 2017 г.). — 2017. — С. 219–221

Diffraction gratings made of gelatin for caramel decoration

A. P. Toropova, M. I. Fokina

Saint Petersburg National Research University of Information Technologies, Mechanics and Optics, Saint Petersburg, Russia

The investigation deals with use of edible gelatin as an optical material for the production of diffraction gratings on the surface of edible products. The edible rainbow hologram technology allows to create bright color images for caramel decoration not using food dyes.

Keywords: Rainbow hologram, Diffraction grating, Caramel, Gelatin.

79. Голографические исследования деталей ГТД, полученных методом диффузной сварки

А. М. Царева, Р. Х. Макаева, Д. М. Сафина, В. М. Мухин

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

Статья посвящена применению метода голографической интерферометрии при неразрушающем контроле деталей из проницаемых вафельных материалов, изготовленных методом диффузной сварки.

Ключевые слова: Голографическая интерферометрия, Неразрушающий контроль.

Цитирование: Царева, А. М. Голографические исследования деталей ГТД, полученных методом диффузной сварки / А. М. Царева, Р. Х. Макаева, Д. М. Сафина, В. М. Мухин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 315–316.

На производстве вопросы неразрушающего тестирования деталей, выполненных пайкой и сваркой, являются актуальными. С появлением лазерной техники существенно расширились возможности методов контроля [1]. Разрабатываются новые — с применением спекл- и голографической интерферометрии [2, 3].

На голографических интерферограммах можно увидеть, а следовательно, и измерить незначительные изменения формы поверхности деталей. С появлением дефекта происходит аномальная деформация, которую возможно зафиксировать по изменению характера картины интерференционных полос: ее кривизны, сдвига или излома.

В настоящее время в авиационных газотурбинных двигателях (ГТД) сохраняется тенденция к увеличению температуры газа перед турбиной, что позволяет повысить характеристики двигателей. Это, в свою очередь, определяет необходимость изыскания более эффективных способов охлаждения горячих элементов двигателей. В качестве одного из путей решения этих проблем является применение проницаемых вафельных материалов (ПВМ). Известны примеры использования ПВМ для охлаждаемых сопловых лопаток ГТД.

Проницаемый вафельный материал для охлаждаемых элементов ГТД состоит из внутренней и внешней пластин с отверстиями и пазами. Эти слои соединяются диффузионной сваркой. Между пластинами создается система каналов и радиальных участков для подвода охлаждающей среды к внутренней поверхности внешней пластины. Такая конструкция ПВМ позволяет повысить равномерность охлаждения пластины, следовательно — контактирующих с ней элементов ГТД. Для прочности соединения диффузной сваркой на контактные поверхности заготовок гальванически наносятся никелевые покрытия толщиной порядка 10 мкм. На внутренней и внешней пластинах имеются входные и выходные отверстия.

Тестируемые детали были изготовлены из листовых перфорированных заготовок толщиной 0,8 мм жаропрочного сплава ЭП 648, и соединялись диффузной

сваркой по поверхности с контактной площадью 5 800 мм² (рис. 1).

Для контроля качества соединения слоев ПВМ, полученного диффузионной сваркой, проводились работы с применением метода голографической интерферометрии усреднения по времени.

Детали крепились на специальном приспособлении. Посредством пьезоэлектрического вибратора в них возбуждались колебания. Исследованный частотный диапазон составил 200–10 000 Гц. В момент резонанса производилась голографическая регистрация вибрирующих объектов по двухлучевой схеме Лейта — Упатниекса.

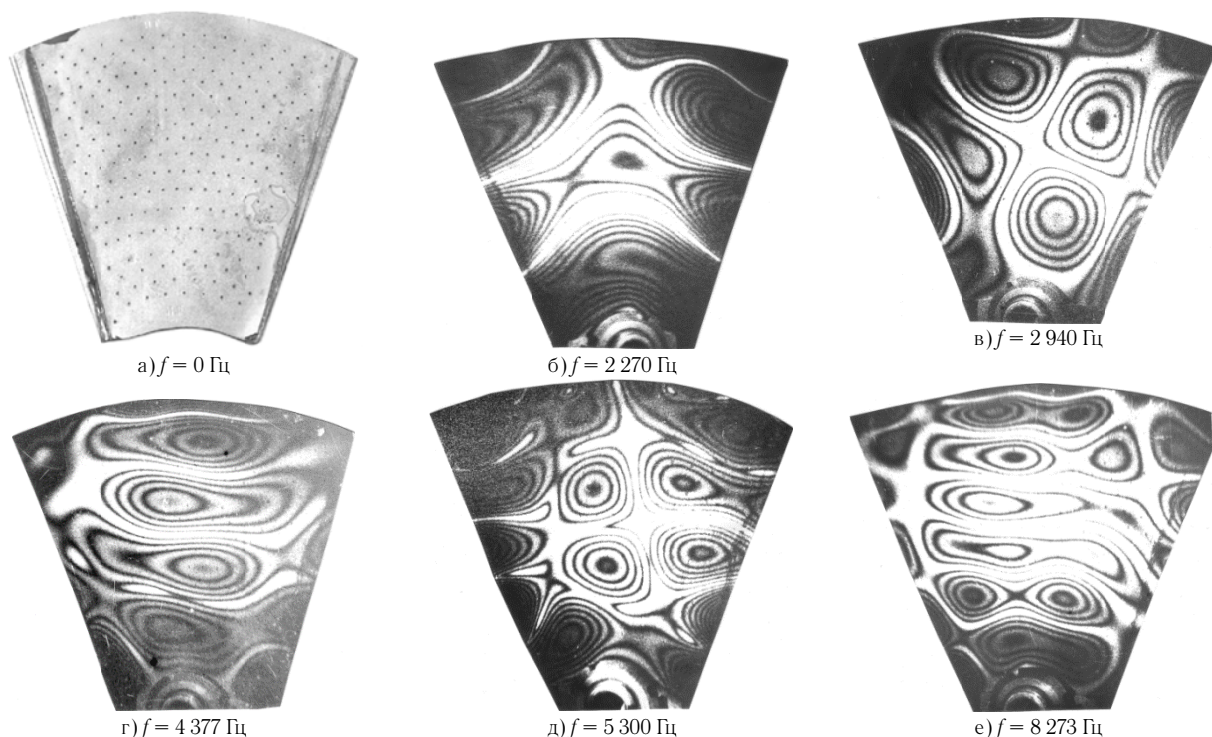
На рис. 2б–2е приведены восстановленные голограммы детали ПВМ, иллюстрирующие картины собственных форм колебаний на резонансных частотах.

Картина полос на интерферограммах представляет собой плавные цельные линии. Это свидетельствует об отсутствии дефектов диффузной сварки. Если бы деталь имела участки некачественного соединения, то есть присутствовало бы расслоение между двумя контактными поверхностями, то произошло бы нарушение непрерывности системы полос или наблюдались бы локальные аномалии в виде ломаных линий.

Результаты проведенных экспериментальных исследований показали возможность применения метода голографической интерферометрии в качестве неразрушающего контроля для определения качества соединения, полученного диффузионной сваркой.



Рис. 1. Общий вид ПВМ детали



а — голографическое изображение детали без вибраций; б–е — фотографии детали, вибрирующей на резонансных частотах

Рис. 2. Деталь ПВД

Список источников

- [1] Голографические неразрушающие исследования: Пер. с англ. // Под ред. Р. К. Эрфа. — М.: Машиностроение. — 1979. — С. 448.
- [2] **Жужукин, А. И.** Применение спекл-интерферометрии для исследования вибраций и статических деформаций деталей энергетических установок // Вестн. СамГУ. Естественнонаучн. сер. — 2013. — № 9/2 (110). — 80–86 с.
- [3] **Царева, А. М.** Применение оптических методов контроля в авиастроении / Р. Х. Макаева, Д. М. Сафина // VII Междунар. конф. по фотонике и информационной оптике. Сборник научных трудов. М.: НИЯУ МИФИ. — 2018. — 608 с.

Holographic investigation of GTE parts obtained by the method of diffusion welding

A. M. Tsareva, R. K. Makaeva, D. M. Safina, V. M. Mukhin

The Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev — KAI, Kazan, Russia

The article is devoted to the application of the holographic interferometry method for non-destructive testing of parts made of permeable wafer materials for cooled GTE elements, produced by the method of diffuse welding.

Keywords: Holographic interferometry, Unbrakable control.

80. Применение спекл-интерферометрии при анализе результатов исследования колебаний рабочих колес турбомашин

А. И. Жужукин

ПАО «Кузнецов», Самара, Россия

Разработан спекл-интерферометр с двумя телекамерами для регистрации форм колебаний лопаточного аппарата колеса компрессора, а также дисковых форм облопаченного колеса. Результаты, полученные с помощью спекл-интерферометрии, использовались при анализе вибраций лопатки во время стендовых испытаний.

Ключевые слова: Виброметрия, Голографическая и спекл-интерферометрия, Лазерные спеклы.

Цитирование: Жужукин, А. И. Применение спекл-интерферометрии при анализе результатов исследования колебаний рабочих колес турбомашин / А. И. Жужукин // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 317–319.

Лопаточный аппарат современных турбомашин находится под действием интенсивных динамических нагрузок, вызванных неравномерностью потока. Для определения частот, возмущающих гармоник на резонансных режимах необходим модальный анализ колебаний лопаток и дисков рабочих колес турбомашин. В настоящее время, несмотря на быстрый прогресс в развитии численных методов для расчёта напряженно-деформированного состояния деталей остро стоит вопрос определения точности и достоверности получаемых данных. Поэтому разработанные математические модели и полученные численные результаты требуют экспериментального подтверждения. Эффективным средством решения этой задачи является комплексный метод поузловой отработки вибропрочности лопаток на стендах и установках.

Необходимым этапом поузловой доводки облопаченного колеса является экспериментальное исследование собственных частот и форм колебаний отдельной лопатки в условиях специализированного стенда. Методика проведения эксперимента по исследованию рабочей лопатки компрессора методом спекл-интерферометрии описана в работе [1].

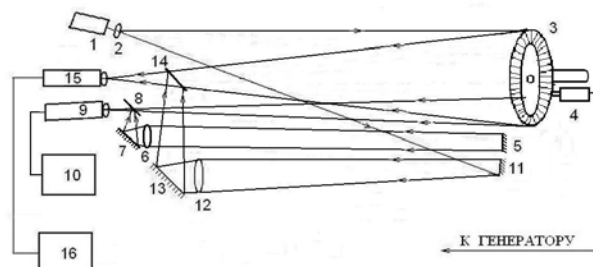
Вместе с тем, хотя набор частот и форм колебаний отдельной лопатки является важной характеристикой, во многих случаях для получения полного представления о характере колебаний облопаченного колеса этого недостаточно. В действительности лопатки связываются механически с диском с помощью гибкого хвостовика, в результате чего система «диск-лопатка» колеблется не как отдельные консольные лопатки или просто вращающийся диск, а как полная система. В результате чего спектр колебаний системы «диск-лопатка» несёт определённые признаки свойственные объединённому спектру лопатки и диска. Отличия спектра основной системы от объединённого спектра парциальных систем будет вызвано связанностью колебаний лопаток и диска.

Для исследований колебаний облопаченных колес разработан спекл-интерферометр с двумя телекамерами на основе оптической схемы интерферометра с разделёнными ветвями и гладкой опорной волной (рис. 2). При этом использован принцип разделения

пучка по волновому фронту, что вызвано тем обстоятельством, что излучение используемого твердотельного лазера SLM-417-50 имеет горизонтальную поляризацию. Оптическая схема и исследуемый объект размещены на голографической платформе размером 3 × 5 м, массой 14 т, находящейся на каучуковых подушках.

Луч света от лазера 1 расширяется линзой 2 и освещает одновременно исследуемый объект 3 и зеркала 5, 6. Часть лазерного излучения, рассеянная диффузной поверхностью исследуемого объекта 3 (предметный пучок) принимается телекамерами 9 и 15. Отражённая от зеркала 5 волна, (опорный пучок) проходя через линзу 6, с помощью зеркала 7 и плоскопараллельной пластины 8 направляется на вход телекамеры 9. Отражённая от 11 волна, проходя через линзу 12, с помощью зеркала 13 и плоскопараллельной пластины 14 направляется на вход телекамеры 15. При этом телекамера 9 регистрирует фрагмент поверхности колеса для исследования колебаний лопаток, а с помощью телекамеры 15 фиксируются дисковые формы колеса (рис. 2).

В табл. 2 приведены некоторые формы колебаний сектора лопаточного аппарата колеса компрессора диаметром 0,9 м, зарегистрированные с помощью телекамеры 9.



1 — лазер; 2 — расширитель пучка; 3 — исследуемый объект; 4 — электродинамический вибратор; 5, 7, 11, 13 — поворотные зеркала; 6, 12 — линзы; 8, 14 — полупрозрачные пластины; 7 — поворотное зеркало; 8 — плоскопараллельная пластина; 9, 15 — телекамеры; 10, 16 — персональные компьютеры
Рис. 1. Оптическая схема спекл-интерферометра для исследования колебаний облопаченных колес

Табл. 1. Формы колебаний лопаточного аппарата компрессора

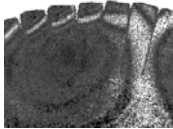
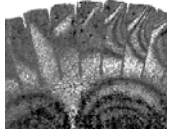
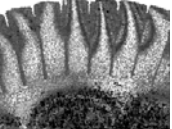
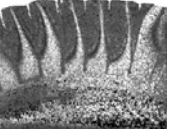
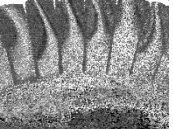
| Частота, Гц | 533 | 1345 | 1515 | 1591 | 1634 |
|-----------------|---|---|---|---|---|
| Форма колебаний |  |  |  |  |  |

Табл. 1. Дисковые формы колебаний облопаченного колеса компрессора



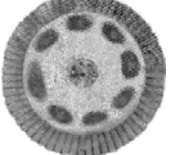
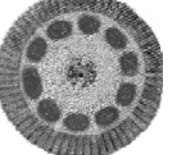
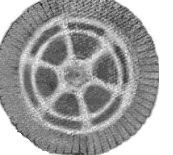
| Частота, Гц | 761 | 939 | 1145 | 1500 | 2391 |
|-----------------|---|---|---|---|---|
| Форма колебаний |  |  |  |  |  |

Табл. 3. Частоты лопатки, полученные методом спекл-интерферометрии и тензометрированием при стендовых испытаниях

| Номер формы | 1 | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 12 |
|-----------------------|-----|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|--------|
| Спекл-интерферометрия | 410 | 1 307 | 1 604 | 2 850 | 3 360 | 5 043 | 5 684 | 6 566 | 7 403 | 8 186 | 9 212 | 10 038 |
| Тензометрия | 473 | 1 355 | 1 638 | 2 920 | 3 335 | 5 045 | 5 777 | 6 644 | 7 344 | 8 285 | 9 207 | 9 997 |

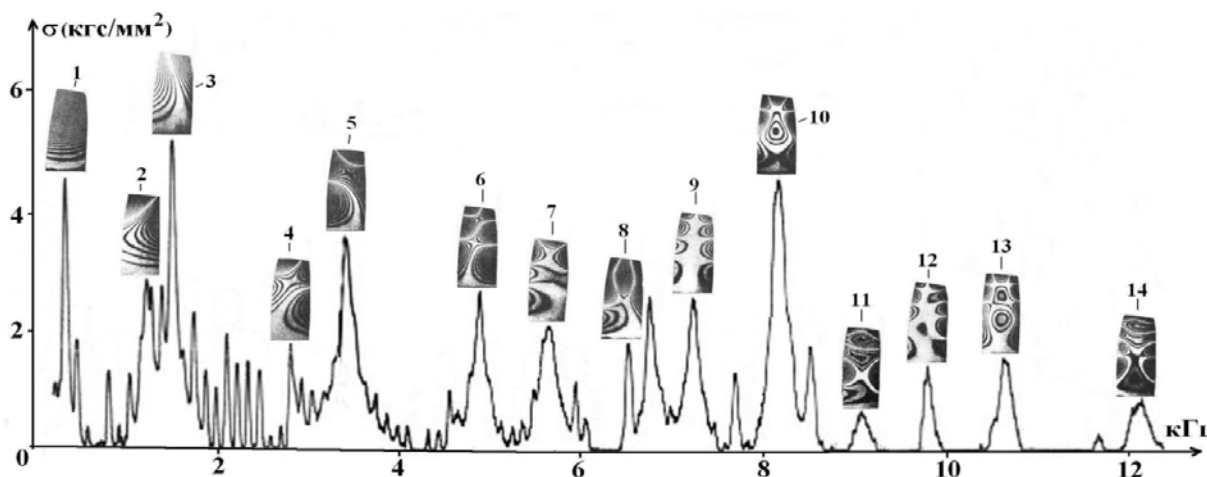


Рис. 2. Спектр колебаний компрессорной лопатки при вращающемся роторе

Дисковые формы получены с помощью телекамеры 16 (табл. 3).

Результаты, полученные с помощью описанного спекл-интерферометра, в дальнейшем были использованы при трактовке результатов, полученных во время стендовых испытаний турбомашин.

На работающем изделии основным средством определения вибрационных напряжений лопаток и дисков турбомашин являются тензорезисторы. Однако количество используемых для измерений тензорезисторов ограничено количеством каналов токо-съемника, с помощью которого сигнал каждого тензодатчика с роторной части передается на статорную часть турбомашин. Датчики наклеиваются лишь на некоторые лопатки в количестве нескольких штук в зависимости от размеров лопатки, что не позволяет судить о том, по какой форме колеблется лопатка. В данном эксперименте на исследуемой лопатке было

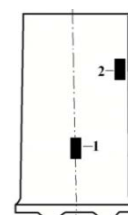


Рис. 3. Схема тензометрирования

наклеено два датчика. Тензометрирование проводилось в соответствии со схемой, представленной на рис. 3.

Тензодатчик 1 расположен на спинке лопатки и служит преимущественно для регистрации напряжений на частоте основного тона. С помощью периферийного тензодатчика 2, находящегося на пере лопатки измерялись напряжения при колебаниях на более высокочастотных формах.

На рис. 2 представлены результаты измерения напряжений (тензодатчик 2), полученные во время

стендовых испытаний, на частоте вращения ротора 120 Гц с указанием форм колебаний лопатки.

При этом привязка форм колебаний к графику спектра амплитудных переменных напряжений проводилась, как и в работе [2], на основании близости частот.

Анализ приведенных в табл. 3 данных показывает, что действие центробежных сил наибольшее влияние оказывает на низшие частоты, причем в сторону увеличения, и значительно меньше на высшие.

Необходимо отметить, что локальные пики напряжений на рис. 2 показывают значения напряжений на лопатке лишь в точке расположения тензодатчика 2. В

других точках лопатки значения локальных напряжений в значительной степени отличаются, поэтому максимальное значение напряжений на рис. 2, не означает, что именно на этой форме самые высокие напряжения на лопатке. С помощью дополнительных исследований установлено, что наиболее опасными являются колебания лопатки на частоте 6 644 Гц (форма 8), так как в этом случае возникают максимальные напряжения на торце лопатки, а в месте расположения тензодатчика 2 они относительно невелики. Кроме того, лопатки участвуют в колебаниях вместе с диском и в этом случае также могут возникать на лопатках высокие напряжения.

Список источников

- [1] **Жужукин, А. И.** Применение спекл-интерферометрии в задачах экспериментальной доводки деталей газотурбинных двигателей / Голография. Наука и практика: сборник трудов 12-й Международной конференции «ГолоЭкспо2015». Казань, 12–15 октября 2015 года / отв. ред. М. А. Ручкина. — Казань: Изд-во КНИТУ–КАИ, 2015. — С. 354–357.
- [2] **Селезнев, В. Г.** Исследование форм и частот колебаний бандажированного колеса вентилятора на голографической установке и в составе двигателя на испытательном стенде / О. А. Коскин // Вестник СГАУ имени академика С. П. Королёва. — 2014. — № 5 (47). — Ч. 2. — С. 109–114.

Application of speckle interferometry for analysing the results of the investigation of turbo-machine rotor wheel vibrations

A. I. Zhuzhukin
PJSC “Kuznetsov”

The speckle-interferometer equipped with two video cameras is developed for the recording of compressor wheel blading vibration modes and bladed wheel disc modes. The results achieved through the speckle-interferometer application were used in the analysis of blade vibration during the turbo-machine rig testing.

Keywords: Vibrometry, Holographic and speckle interferometry, Laser speckles.

81. Учет дополнительной фазовой модуляции амплитудного ЖК ПВМС при реализации голографических инвариантных корреляционных фильтров

Д. С. Гончаров, В. В. Краснов, Н. М. Пономарев, Р. С. Стариков

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

Измерены характеристики фазовой модуляции амплитудного ЖК ПВМС HoloEye LC 2002, получена зависимость величины вносимого им фазового сдвига от поданного на него сигнала, определяющего амплитудное пропускание. Выполнено математическое моделирование работы инвариантного оптико-цифрового коррелятора. Предложен метод оптимизации корреляционных фильтров с целью устранения ошибки распознавания объектов, обусловленной наличием дополнительной фазовой модуляции.

Ключевые слова: Жидкокристаллический модулятор, Оптико-цифровой коррелятор, Инвариантный корреляционный фильтр.

Цитирование: Гончаров, Д. С. Учет дополнительной фазовой модуляции амплитудного ЖК ПВМС при реализации голографических инвариантных корреляционных фильтров / Д. С. Гончаров, В. В. Краснов, Н. М. Пономарев, Р. С. Стариков // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 320–323.

Корреляционный метод является одним из перспективных методов распознавания изображений [1]. Одно из преимуществ корреляционного метода — возможность эффективного достижения инвариантности к искажениям, таким как поворот объекта, изменение уровня освещения и др., обусловленное использованием инвариантных корреляционных фильтров [1]. В качестве источников ввода распознаваемых изображений наибольший интерес представляет использование амплитудных жидкокристаллических (ЖК) пространственно-временных модуляторов света (ПВМС).

Особенностью функционирования амплитудных ЖК ПВМС является вносимая ими дополнительная фазовая модуляция светового излучения [2], определяемая, как правило, устанавливаемым для него уровнем передачи амплитуды. В когерентных корреляторах такая дополнительная фазовая модуляция может существенно влиять на работу системы и результаты распознавания. Для более эффективного использования амплитудных ЖК ПВМС в когерентных корреляторах необходимо произвести измерения зависимости величины фазовой модуляции от уровня сигнала, поданного на амплитудный ЖК ПВМС, а затем произвести оптимизацию корреляционного фильтра с целью учета полученной зависимости.

В данной работе измерен фазовый сдвиг амплитудного ЖК ПВМС, приведены результаты математического моделирования работы коррелятора при нали-

чии дополнительной фазовой модуляции, вносимой амплитудным ЖК ПВМС, и предложен метод оптимизации корреляционных фильтров с её учётом.

В работе был использован амплитудный ЖК ПВМС HoloEye LC 2002. Этот модулятор работает на пропускание, имеет разрешение 800×600 пикселей, размер пикселя $32 \mu\text{м}$. Измерение фазового сдвига состояло из двух этапов. На первом этапе была собрана двухлучевая интерферометрическая система (схема представлена на рис. 1). Схема устроена таким образом, что два луча попадали на разные половины ЖК ПВМС. На модулятор выводились полутоновые изображения, состоящие из двух областей: черной и принимающей значения от черного (амплитудный уровень $A = 0$) до белого (амплитудный уровень $A = 255$). Таким образом, фаза первого луча оставалась постоянной во время эксперимента, а фаза второго луча изменялась в соответствии с уровнем амплитудной модуляции. Камерой фиксировались интерференционные полосы, сдвигавшиеся с ростом уровня амплитудной модуляции.

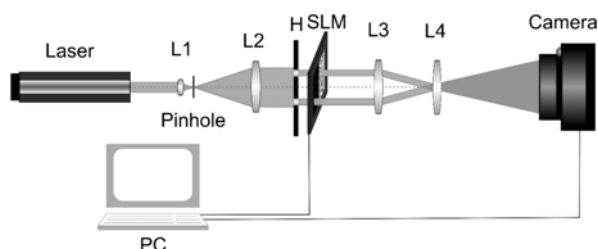


Рис. 1. Схема экспериментальной установки для измерения фазового сдвига амплитудного ЖК ПВМС

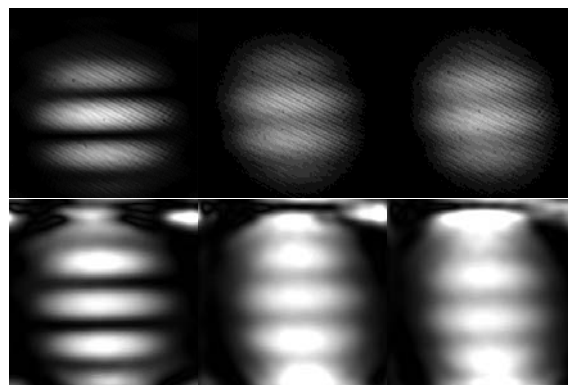


Рис. 2. Примеры изображений интерференционных полос, полученных при различных уровнях сигнала. Верхний ряд — исходные изображения, нижний ряд — изображения после фильтрации и нормировки. Столбцы соответствуют амплитудам $A = 0$, $A = 128$ и $A = 255$.

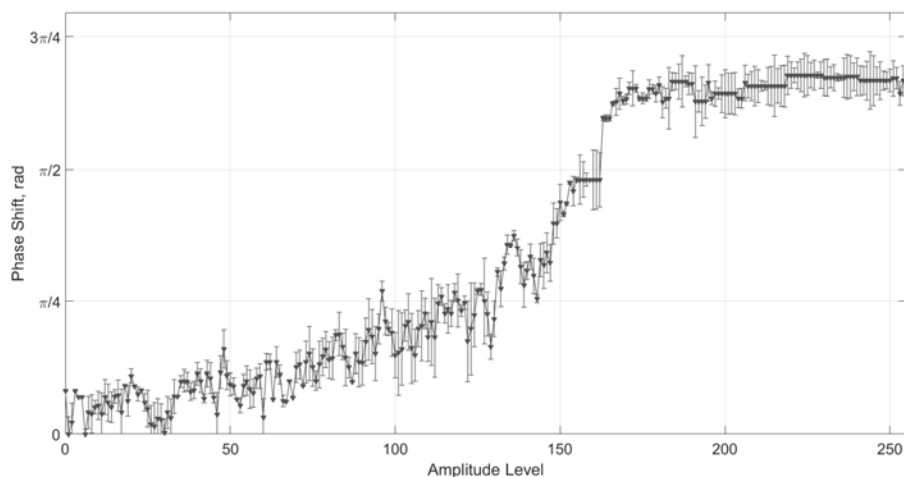


Рис. 3. Зависимость фазового сдвига от уровня сигнала, поданного на модулятор

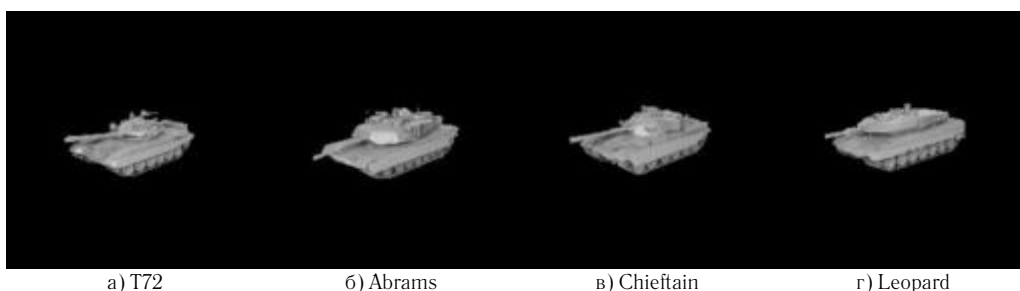


Рис. 4. Примеры изображений распознаваемых объектов

Полученные изображения представлены на верхней строчке рис. 2. Как видно, полученные изображения страдали от высокочастотных шумов (паразитных интерференционных полос и различных дефектов оптики). Кроме того, для большей части полученных изображений видимость интерференционных полос значительно снижалась, в связи с чем определить смещение полос было затруднительно. Поэтому полученные изображения были вначале отфильтрованы при помощи низкочастотного пространственного фильтра с конечной импульсной характеристикой, а затем нормированы на распределение яркости по сечению пучка. Примеры изображений, полученных в результате, представлены на нижней строчке рис. 2.

Для полученных изображений были вычислены сдвиги полос относительно нулевого изображения, откуда была получена зависимость фазовой модуляции от уровня сигнала, поданного на модулятор. Результаты представлены на рис. 3. Максимальный фазовый сдвиг составляет около $0,6\pi$. Максимальная ошибка измерений составила около $0,05\pi$ [5]. Использование синхронизации модулятора и камеры позволит увеличить точность эксперимента.

Затем было проведено компьютерное моделирование распознавания при следующих условиях:

- отсутствие дополнительной фазовой модуляции (далее — «идеальный» случай);
- наличие дополнительной фазовой модуляции при вводе распознаваемых изображений (далее — «реальный» случай).

В качестве «объектов интереса» выбраны изображения объектов, представленные на рис. 4. Фильтр создается из набора тренировочных изображений танка T72, истинными считаются изображения танка T72, в том числе те, которые не вошли в набор тренировочных, а ложными считаются изображения танков Abrams, Chieftain и Leopard. Примеры изображений приведены на рис. 4.

Для распознавания использовались два различных корреляционных фильтра: оптимальный компромиссный фильтр с максимальной средней высотой корреляционного пика (ОТ МАСН — optimal tradeoff maximum average correlation height) и фильтр с минимальной энергией корреляции и шума (MINACE — minimum noise and correlation energy) [3–4]. Такие КФ синтезируются с целью достижения инвариантности распознавания, например, в условиях пространственного поворота «объекта интереса».

Были проведены моделирования для обоих случаев. Для оценки результатов распознавания использовались дискриминационные характеристики — зависимости нормированного корреляционного отклика от номера изображения, соответствующего углу поворота объекта относительно вертикальной оси, проходящей через центр танка, а также вероятности ошибки при распознавании, рассчитанные по критерию Неймана — Пирсона. Отличия реализации «реального» случая от «идеального» в добавлении распознаваемым изображениям фазы в соответствии с измеренной за-

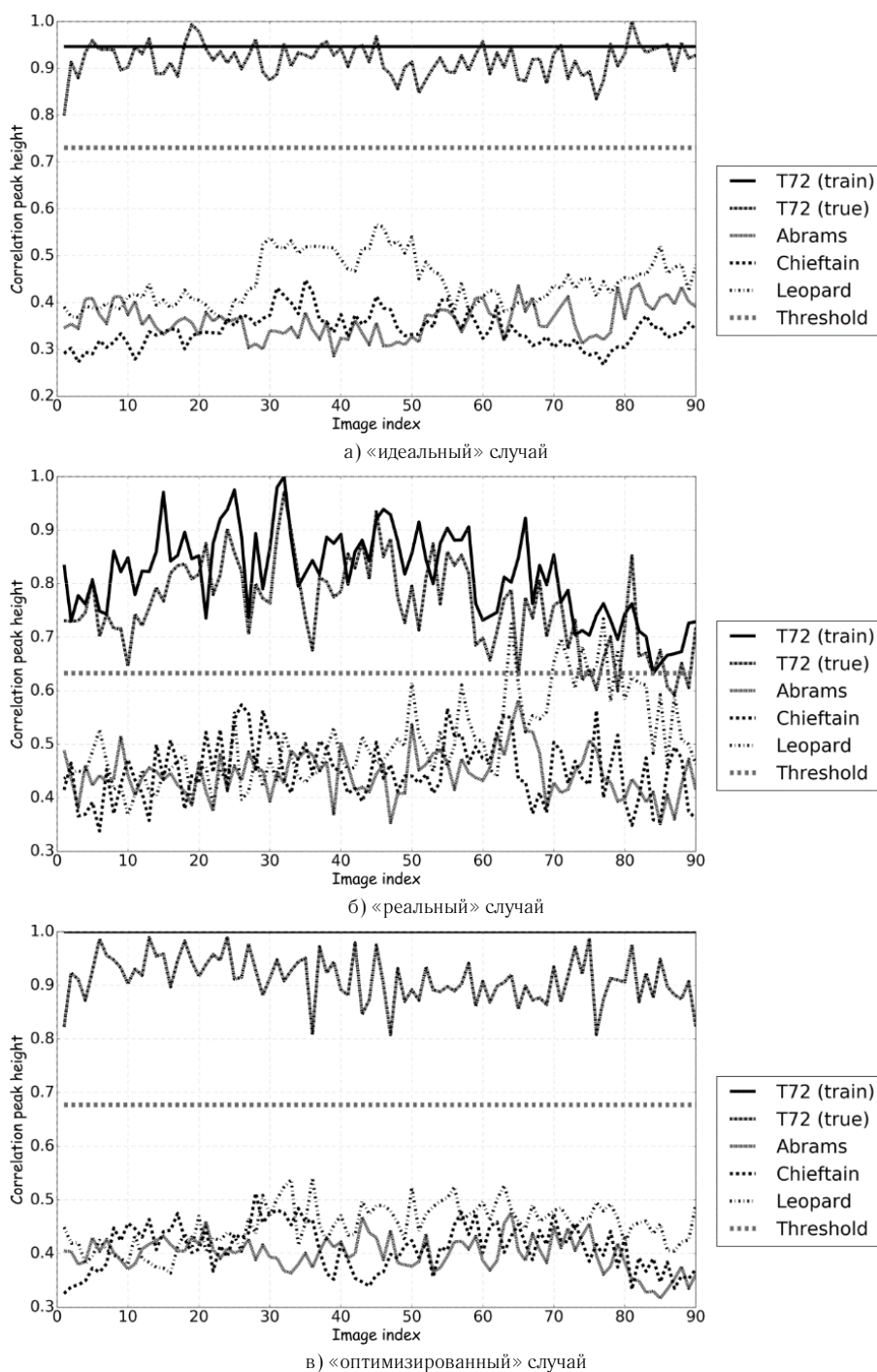


Рис. 5. Дискриминационные характеристики, полученные для MINACE

висимостью, в результате чего изображения становятся комплексными. На рис. 5 представлены дискриминационные характеристики, полученные для двух случаев для фильтра MINACE. Вероятность ошибки в «идеальном» случае составила 0,004 %, в «реальном» — 12,8 %.

Как в приведенном примере, так и в других случаях наблюдается значительное ухудшение качества распознавания. Для борьбы с ухудшением качества был предложен метод оптимизации корреляционных фильтров. Суть метода в использовании при синтезе фильтра изображений с такой же зависимостью фазового сдвига от амплитуды, как и у распознаваемых

изображений. Подобная оптимизация позволяет значительно снизить ошибку распознавания. Вариант, при котором фильтр синтезируется из комплексных изображений, и распознаваемые изображения имеют такой же фазовый сдвиг, далее будет называться «оптимизированным», а дискриминационная характеристика, полученная для фильтра MINACE, также приведена на рис. 5. Вероятность ошибки в данном случае составила 0,003 %.

Моделирование для большого числа наборов объектов и различных корреляционных фильтров показало, что подобная оптимизация в ряде случаев позволяет не только избавиться от ухудшения качества рас-

познавания, но и увеличить его в сравнении с «идеальным» случаем. Таким образом, данный метод может быть интересен для использования в синтезе инвариантных корреляционных фильтров, использующихся

не только в оптических корреляторах, но и для цифрового корреляционного распознавания полутонных изображений.

Список источников

- [1] **Vijaya Kumar, B. V. K.** Correlation Pattern Recognition / B. V. K. Vijaya Kumar, A. Mahalanobis, R. D. Juday // Cambridge University Press. — 2005. — 390 p.
- [2] **Bondareva, A. P.** Measurement of characteristics and phase modulation accuracy increase of LC SLM «HoloEye PLUTO VIS» / A. P. Bondareva et al. // Journal of Physics: Conference Series. — 2014. — Vol. 536. — P. 012011.
- [3] **Evtikhiev, N. N.** Variants of minimum correlation energy filters: comparative study / N. N. Evtikhiev et al. // Proceedings of SPIE. — 2012. — Vol 8398. — 8 p.
- [4] **Evtikhiev, N. N.** Realisation of invariant holographic filters with the linear phase coefficient in a Van der Lugt correlator / N. N. Evtikhiev et al. // Quantum Electronics. — 2008. — Vol. 38. — P. 191.
- [5] **Goncharov, D. S.** Measurement of additional phase modulation of an amplitude liquid crystal spatial light modulator HoloEye LC 2002 by dual-beam interferometric method / D. S. Goncharov [et al.] // Proceedings of SPIE. — 2018. — Vol. 10558. — 10 p.

Consideration of additional phase modulation of the amplitude LC SLM during the realization of invariant holographic correlation filters

D. S. Goncharov, V. V. Krasnov, N. M. Ponomarev, R. S. Starikov
National Research Nuclear University “MEPhI”, Moscow, Russia

The phase modulation characteristics of the amplitude LC SLM HoloEye LC 2002 are measured, the phase shift value dependence on applied signal determining the amplitude transmission is obtained. A mathematical simulation of the invariant optical-digital correlator operation is performed. A method for optimizing correlation filters to eliminate the object recognition error due to the presence of additional phase modulation is proposed.

Keywords: Liquid crystal spatial light modulator, Optical-digital correlator, Invariant correlation filter.

82. Методика расчета оптической схемы спектрографа с объемно-фазовой голограммной решеткой

И. Гуськов¹, Э. Муслимов^{1,2}

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

² Университет Экс-Марсель, Национальный центр научных исследований, Национальный центр космических исследований, Астрофизическая лаборатория Марселя, Марсель, Франция

В настоящей статье рассматривается расширенная методика расчета схемы спектрографа с вогнутой объемнофазовой голограммной дифракционной решеткой. Данная методика предполагает одновременную численную оптимизацию показателей качества изображения системы и дифракционной эффективности решетки. В качестве примера рассмотрена оптическая схема спектрографа для диапазона 370–730 нм со спектральным разрешением 2 нм. Показано, что за счет использования расширенной методики можно достичь сравнительно равномерного распределения дифракционной эффективности с максимальным значением 82 %.

Ключевые слова: Вогнутая объемно-фазовая голограммная решетка, Спектрограф, Численная оптимизация, Дифракционная эффективность.

Цитирование: Гуськов, И. Методика расчета оптической схемы спектрографа с объемно-фазовой голограммной решеткой / И. Гуськов, Э. Муслимов // HOLOEXPO 2018 : XV международная конференция по голографии и прикладным оптическим технологиям : Тезисы докладов. — М. : МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2018. — С. 324–326.

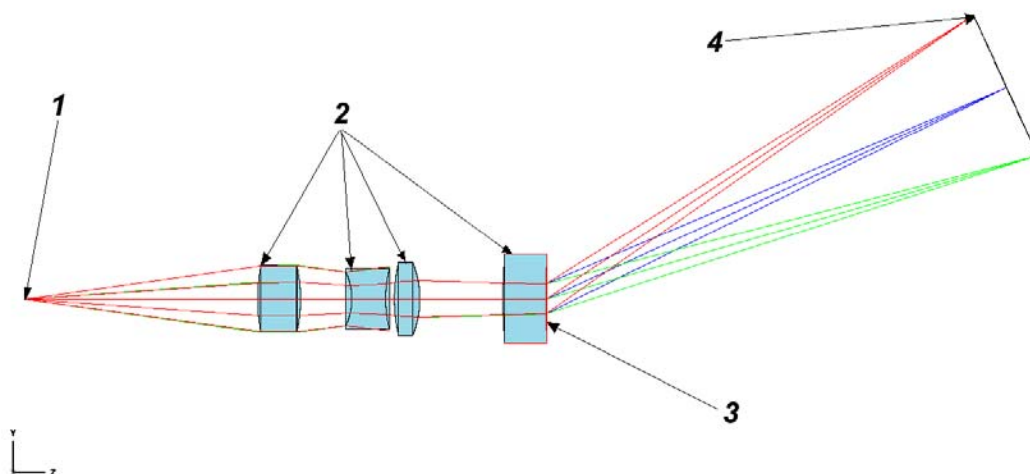
Введение

Объемно-фазовые голограммные дифракционные решетки широко используются в оптических схемах спектральных приборов. Одним из их основных преимуществ является возможность достижения высокой дифракционной эффективности в заданном диапазоне длин волн без применения дополнительных технологических процессов [1]. Однако, при этом такие решетки обладают высокой угловой и спектральной селективностью, что может ограничивать функциональные характеристики приборов, в которых они используются.

В настоящей работе рассматривается оптическая схема спектрографа с вогнутой пропускающей объемно-фазовой решеткой с коррекцией aberrаций. Схема записи и схема работы такой решетки, как правило, определяются исходя из условий минимизации aberrаций. Однако, углы падения излучения на ре-

шетку в схемах записи и работы обычно не соответствуют условию максимума дифракционной эффективности (ДЭ). Для отдельной длины волны это отклонение может быть скомпенсировано за счет выбора толщины слоя и глубины модуляции показателя преломления, однако даже в этом случае ДЭ по рабочему диапазону спектра снижается. Более того, для каждой точки вогнутой решетки с коррекцией aberrаций (т. е. с не эквидистантными изогнутыми штрихами) геометрия записи и восстановления изменяется, что приводит к снижению ДЭ всего элемента.

Соответственно, основной целью данной работы является разработка модифицированного алгоритма расчета схемы спектрографа, позволяющего учитывать показатели дифракционной эффективности непосредственно при расчете и оптимизации aberrационных характеристик, а также разработка программных инструментов, позволяющих реализовать такую методику.



1 — входная щель; 2 — проекционный объектив; 3 — голограммная дифракционная решетка; 4 — плоскость изображения спектра.

Рис. 1. Оптическая схема спектрографа с вогнутой пропускающей голограммной решеткой

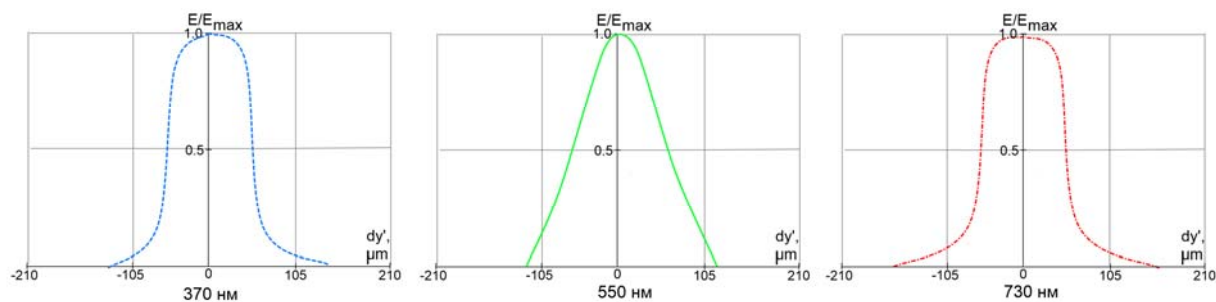


Рис. 2. Аппаратные функции спектрографа

1. Методика расчета

Методики расчета и оптимизации, сходные с предлагаемой, рассматривались ранее в работах [2] и [3]. Однако, они не позволяли учесть сложную геометрию записи и работы дифракционной решетки, либо не позволяли одновременно варьировать параметры схемы записи и схемы работы. Предлагаемая методика устраняет указанные ограничения и содержит следующие этапы расчета.

1. Выбор исходной оптической системы. Как показано ранее [4], пропускающая голограммная дифракционная решетка обладает слабыми фокусирующими свойствами и должна использоваться совместно с другой оптической системой, например, проекционным объективом.

2. Расчёт параметров решетки по аналитическим соотношениям [4, 5].

3. Численная оптимизации схемы стандартными программными средствами Zemax.

4. Расчет параметров голографического слоя, обеспечивающих максимальную ДЭ для центра решетки [3]. Отметим, что известные подходы к проектированию подобных схем ограничиваются обычно пп. 1–4.

5. Расчет ДЭ методом элементарных решеток. Используются аналитические соотношения теории связанных волн Когельника [6]. Вычисление производится непосредственно в среде Zemax с помощью подпрограммы-макроса. Рассчитывается среднеквадратическое, минимальное и максимальное значения ДЭ по поверхности решетки для набора контрольных длин волн.

6. Повторная численная оптимизация схемы с включением значений ДЭ, вычисляемых в п.5, в качестве слагаемых оценочной функции.

2. Оптическая схема

Для демонстрации расширенной методики расчета используется оптическая схема спектрографа для диапазона 370–730 нм. Схема включает проекционный объектив-триплет и голограммную решетку, выполненную на вогнутой стороне мениска. Объектив работает с числовой апертурой 0,14. Изображение спектра фокусируется на фотоприемнике длиной 18 мм, обратная линейная дисперсия равна 20 нм/мм. Общий вид схемы приведен на рис. 1.

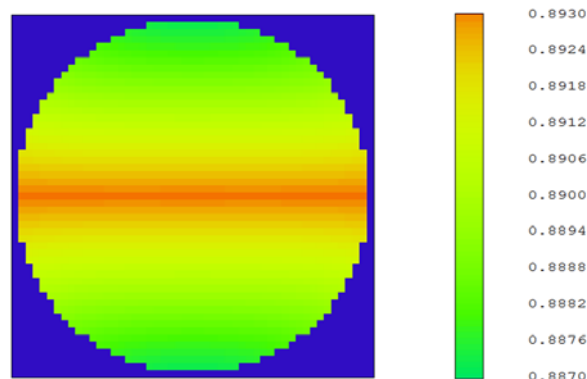


Рис. 3. Распределение ДЭ по поверхности голограммной решетки

Дифракционная решетка записывается на длине волны 441,6 нм двумя точечными источниками с координатами (27,4 мм; 32,6 мм) и (11,8 мм; 40,8 мм) и имеет частоту штрихов в вершине равную 827,9 штр/мм.

3. Анализ качества изображения

Для оценки качества изображения в полученной схеме используются точечные диаграммы и аппаратные функции (АФ). АФ рассчитываются для входной щели шириной 100 мкм, полученные графики представлены на рис. 2. Соответствующее спектральное разрешение составляет 2 нм по всему рабочему диапазону спектра.

Необходимо отметить, что указанное спектральное разрешение остается неизменным вне зависимости от выполнения пп. 5–6 изложенной выше методики.

4. Анализ дифракционной эффективности

Расчет дифракционной эффективности проводится с использованием теории связанных волн. При расчете используются данные для центра входной щели, входной зрачок системы заполняется лучами в узлах сетки 51×51 элемент. Для каждой точки определяются углы падения в схеме записи, из которых рассчитываются частота штрихов и наклон полос, а также угол падения в схеме работы. Расчет повторяется для 3 контрольных длин волн: центра и краев рабочего диапазона. Результат расчета распределения ДЭ по поверхности решетки на длине волны 550 нм, полученный с помощью подпрограммы-макросов Zemax, показан на рис. 3.

Представленный результат получен после оптимизации с включением значений ДЭ в оценочную

функцию. Для оптимизации используется среднеквадратическое значение ДЭ. На рис. 4 для сравнения приведены результаты вычисления ДЭ по рабочему диапазону для решетки до и после второго цикла численной оптимизации. Очевидно, что выполнение дополнительной оптимизации по пп. 5–6 позволяет достичь существенно более равномерной ДЭ по спектральному диапазону, значительно (в 8,1 раза) увеличив значение ДЭ для коротковолнового края спектра.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе предложена расширенная методика расчета спектрографа с вогнутой пропускающей объемно-фазовой голограммой решеткой. Она позволяет одновременно учитывать показатели качества изображения и значения дифракционной эффективности решетки при проведении численной оптимизации схемы спектрографа.

Преимущества методики практически продемонстрированы на примере схемы спектрографа для видимого диапазона 370–730 нм. Показано, что при за счет включения среднеквадратических значений ДЭ на контрольных длинах волн в оценочную функцию можно существенно повысить ДЭ для коротковолновой части рабочего диапазона, что позволит обеспечить высокую

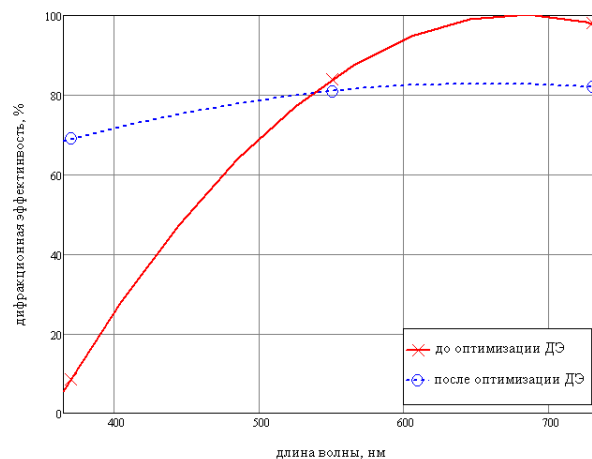


Рис. 4. Спектральная зависимость среднеквадратического значения ДЭ голограммной решетки до и после оптимизации

и равномерную освещенность изображения спектра и повысить чувствительность прибора. При этом спектральное разрешение прибора практически не изменяется.

Список источников

- [1] **Caulfield, H. J.** Handbook of optical holography / H. J. Caulfield. — New York: Academic Press, 1979. — 652 p.
- [2] **Wissmann, P.** Simulation and optimization of volume holographic imaging systems in Zemax / P. Wissmann, S. B. Oh, G. Barbastathis // Opt. Express — 2008. — Vol. 16. — P. 7516–7524.
- [3] **Muslimov, E. R.** Transmission holographic grating with improved diffraction efficiency for a flat-field spectrograph / E. R. Muslimov // Proc. of SPIE. — 2012. — Vol. 8787. — P. 87870.
- [4] **Pavlycheva, N. K.** Compact dual-band spectrograph / N. K. Pavlycheva, E. R. Muslimov // Advanced. Optical Technology. — 2012. — Vol. 1. — № 6. — P. 455–461.
- [5] **Nazmeev, M. M.** New generation spectrographs / M. M. Nazmeev, N. K. Pavlycheva // Opt. Eng. — 1994. — Vol. 33. — № 8. — P. 2777–2782.
- [6] **Kogelnik, H.** Coupled wave analysis for thick hologram gratings / H. Kogelnik // Bell Syst. Tech. J. — 1969. — Vol. 48. — P. 2909–2947.

Design technique of a spectrograph optical scheme with a volume-phase holographic grating

I. Guskov¹, E. Muslimov^{1,2}

¹ Kazan National Research Technical University named after A. N. Tupolev — KAI, Kazan, Russia

² Aix Marseille Univ, CNRS, CNES, LAM, Marseille, France

In the present paper, we consider an advanced design technique for a spectrograph optical scheme with convex holographic volume-phase grating. This technique implies simultaneous numerical optimization of the image quality and the grating diffraction efficiency. As an example we consider a spectrograph scheme for the visible domain 370–730 nm with the spectra resolution of 2 nm. It is shown that due to application of the advanced technique it becomes possible to achieve a relatively uniform diffraction efficiency distribution with the maximum of 82 %.

Keywords: Convex volume-phase holographic grating, Spectrograph, Numerical optimization, Diffraction efficiency.

Научное издание

HOLOEXPO 2018

XV международная конференция по голографии
и прикладным оптическим технологиям

Тезисы докладов

Ответственный редактор А. Ю. Жердев
Редакторы: Я. А. Град, Л. А. Найдён, М. В. Шишова

Подписано в печать 1 июля 2018 г.
Формат 60 × 90 1/8. Бумага офсетная
Печать офсетная. Усл. печ. л. 41
Тираж 120 экз. Заказ №1323

Издательство МГТУ им. Н. Э. Баумана
105005, Москва, 2-я Бауманская, 5с1
www.baumanpress.ru
press@bmstu.ru

Отпечатано на Красногорском заводе имени С. А. Зверева
Академия «Контенант»
143403, Московская область
Красногорск, Речная, 8

HOLOEXPO
международная конференция по голографии
и прикладным оптическим технологиям
www.holoexpo.ru



МГТУ им. Н. Э. Баумана
ООО «МНГС»
www.holoexpo.ru

