

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»
(Самарский университет)

В. С. ПАВЕЛЬЕВ, Б.О. ВОЛОДКИН, В.А. СОЙФЕР

МИКРООПТИКА ИНФРАКРАСНОГО И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ

Рекомендовано редакционно-издательским советом федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Самарский национальный исследовательский университет имени академика С.П. Королева» в качестве учебного пособия для бакалавров, обучающихся по программам высшего образования по направлению 11.03.04 Электроника и нанoeлектроника

САМАРА
Издательство Самарского университета
2016

УДК 535.2 (075)

ББК 22.34я7

П12

Рецензенты: д-р физ.-мат. наук, проф. С. Н. Х о н и н а;
д-р физ.-мат. наук, проф. И. П. З а в е р ш и н с к и й

Павельев, Владимир Сергеевич

П12 Микрооптика инфракрасного и терагерцового диапазонов:

учеб. пособие / *В.С. Павельев, Б.О. Володкин, В.А. Сойфер.* –
Самара: Изд-во Самарского университета, 2016. – 64 с.

ISBN 978-5-7883-1107-4

Рассмотрены физико-технические основы создания элементов дифракционной микрооптики инфракрасного и терагерцового диапазонов.

Пособие предназначено для подготовки бакалавров направления 11.03.04 Электроника и наноэлектроника, студентов, обучающихся по направлениям подготовки 28.03.02 Наноинженерия и 03.03.01 Прикладные математика и физика, а также аспирантов.

УДК 535.2 (075)

ББК 22.34 я7

ISBN 978-5-7883-1107-4

© Самарский университет, 2016

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	4
ЧАСТЬ 1. МИКРООПТИКА ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА...	5
1.1. Актуальность создания микрооптики инфракрасного диапазона.....	5
1.2. Технологии формирования дифракционного микрорельефа на поверхности алмазных пленок	7
1.3. Синтез и исследование плоских линз инфракрасного диапазона на алмазных пленках	15
1.4. Дифракционные оптические элементы на алмазных пленках, фокусирующие излучение CO ₂ -лазера в заданные двумерные области...	23
1.5. Антиотражающие структуры на поверхности алмазных пленок.....	29
ЧАСТЬ 2. МИКРООПТИКА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА....	35
2.1. Актуальность создания микрооптики терагерцового диапазона.....	35
2.2. Полимерные киноформные дифракционные линзы.....	35
2.3. Формирование кремниевого дифракционного рельефа терагерцового диапазона методом реактивно-ионного травления.....	36
2.4. Исследование бинарных дифракционных линз терагерцового диапазона.....	40
2.5. Изготовление и исследование бинарных дифракционных делителей пучка.....	42
2.6. Кремниевая оптика для фокусировки лазерного излучения терагерцового диапазона в заданные двумерные области.....	44
2.7. Управление поперечно-модовым составом терагерцового лазерного излучения с помощью элементов бинарной кремниевой оптики	48
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	59
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	60

ВВЕДЕНИЕ

В учебном пособии представлены физико-технические основы создания дифракционной микрооптики инфракрасного и терагерцового диапазонов. Подробно описаны технологии, применяемые для изготовления дифракционного микрорельефа инфракрасного и терагерцового диапазонов на подложках из высокоомного кремния, поликристаллических алмазных пленок и других материалов. Пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению подготовки «Электроника и наноэлектроника». Пособие также может быть полезным студентам направлений «Наноинженерия» и «Прикладные математика и физика», аспирантам, физикам-исследователям и инженерам, специализирующимся в направлении создания оптических приборов инфракрасного и терагерцового диапазонов.

Часть 1. МИКРООПТИКА ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

1.1. АКТУАЛЬНОСТЬ СОЗДАНИЯ МИКРООПТИКИ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА

Несмотря на широкое применение лазеров ИК-диапазона для решения задач технологии (лазерная резка, гибка, сварка, напыление и т.д.), вопрос о создании пропускающей функциональной оптики (в т.ч. дифракционной), способной работать при высоких мощностях ИК-излучения (свыше 10-20 кВт), до последнего времени оставался открытым, главным образом в силу отсутствия оптических материалов с соответствующими теплофизическими свойствами и технологий их обработки [1].

Специфика задач лазерных технологий выдвигает особые требования к дифракционным оптическим элементам для таких приложений:

- реализованный дифракционный микрорельеф должен обеспечивать заданное распределение энергии (интенсивности) в фокальной плоскости с высоким качеством;
- элемент должен обеспечивать стабильность по отношению к высокой мощности освещающего пучка, для чего рассчитанный микрорельеф должен быть реализован на подложке из соответствующего материала;
- элемент должен обладать высокой энергетической эффективностью, для чего необходимо минимизировать как потери на френелевское отражение и пропускание, так и дифракционные потери. (Требование максимальной энергетической эффективности в данном случае объясняется не только желанием максимально использовать энергию источника излучения, но и соображениями безопасности лазерной технологической установки.)

Трудность заключается в том, что перечисленные выше требования часто противоречат друг другу; в частности, технологии микроstructuring материалов, способных выдержать излучение большой мощности, характеризуются погрешностями, способными привести к значительным дифракционным потерям.

Особую важность имеет выбор материала подложки для элементов оптики мощных лазеров. Хорошо известны работы по синтезу оптических элементов, фокусирующих излучение мощных лазеров дальнего ИК-диапазона, из селенида цинка (ZnSe). Обработка подложек из

селенида цинка сопряжена с решением проблемы утилизации экологически опасных отходов производства. Кроме того, работоспособность дифракционных оптических элементов из селенида цинка ограничена мощностью лазерного излучения до 3-5 кВт.

Появление искусственных поликристаллических алмазов, по теплофизическим свойствам близких к натуральному алмазу (табл.1.1), привело к использованию алмазных пленок (АП) толщиной до 1-2 мм и площадью до 100 см² в качестве выходных окон для СО₂-лазеров мощностью 10-20 кВт и делителей пучка.

Изготовление классических оптических элементов (рефракционных линз, призм и т.д.) из синтетических алмазов оказалось нецелесообразным по следующим причинам:

- на сегодняшний день высокоточная механическая обработка АП с целью получения требуемого профиля затруднена из-за высокой твердости алмаза;

- относительно малая толщина алмазных пластин не позволяет получать традиционным способом оптические элементы с достаточной апертурой.

Актуальной проблемой, связанной с синтезом алмазной дифракционной оптики, является необходимость снижения френелевских потерь на отражение (порядка 30 % на двух гранях плоскопараллельной алмазной пластины), вызванных высоким значением показателя преломления алмазных пленок (табл. 1.1).

Таблица 1.1. Физические свойства алмазных пленок

Физический параметр	Алмазные пленки	ZnSe
Показатель преломления, n	2,38-2,42	2,4
Пропускание на длине волны 10,6 мкм	68-71 %	70 %
Тепловая проводимость при 300 К (Вт/см К)	18-20	0,16
Поглощение на 10,6 мкм (1/см)	5×10^{-2}	5×10^{-4}
Твердость (ГПа)	81±18	1,05
Коэффициент линейного расширения (10^{-6}K^{-1}) при 300 К	1,0	7,1
dn/dT (1/К)	$9,6 \times 10^{-6}$	57×10^{-6}

В [2] для управления пучками мощных лазеров ИК-диапазона предложено использовать дифракционные оптические элементы (ДОЭ), рельеф которых формируется на поверхности алмазной пленки с помощью метода прямой абляции излучением эксимерного УФ-лазера.

С использованием данного метода для управления излучением CO₂-лазера ($\lambda = 10,6$ мкм) был впервые создан алмазный ДОЭ-цилиндрическая линза [2].

Отметим, что ранее метод прямой лазерной абляции применялся для формирования антиотражающих структур на поверхности алмазных пленок.

В [1, 3] исследована возможность формирования дифракционного микрорельефа на поверхности алмазной пленки с помощью ионно-химического травления, применявшегося ранее для структурирования кремниевых, стеклянных и кварцевых подложек.

В частности, с помощью ионно-химического травления реализованы тестовые алмазные дифракционные решетки [3].

В [1, 3, 4] описано применение метода прямой лазерной абляции поверхности алмазных пленок для формирования микрорельефа двумерных ДОЭ, фокусирующих излучение лазера ИК-диапазона (линз Френеля, фокусаторов лазерного излучения в двумерные фокальные области).

1.2. ТЕХНОЛОГИИ ФОРМИРОВАНИЯ ДИФРАКЦИОННОГО МИКРОРЕЛЬЕФА НА ПОВЕРХНОСТИ АЛМАЗНЫХ ПЛЕНОК

Технология прямой лазерной абляции алмазных пленок

Технология прямой лазерной абляции алмазных пленок разработана в Центре естественно-научных исследований Института общей физики РАН (ЦЕНИ ИОФ РАН) и первоначально использовалась для формирования антиотражающих субволновых структур [5]. Алмазные пластины толщиной 300-400 мкм выращивались в ЦЕНИ ИОФ РАН на полированных кремниевых подложках путем применения плазменной CVD-технологии. После отделения получившихся алмазных пленок от подложки они разрезались с помощью лазерной резки на куски площадью порядка 1 см², полировались, и затем на их поверхности формировался микрорельеф. В экспериментальной установке (рис. 1.1) для обработки поверхности алмазных пластин источником излучения служил импульсный эксимерный KrF-лазер (длина волны $\lambda = 248$ нм).

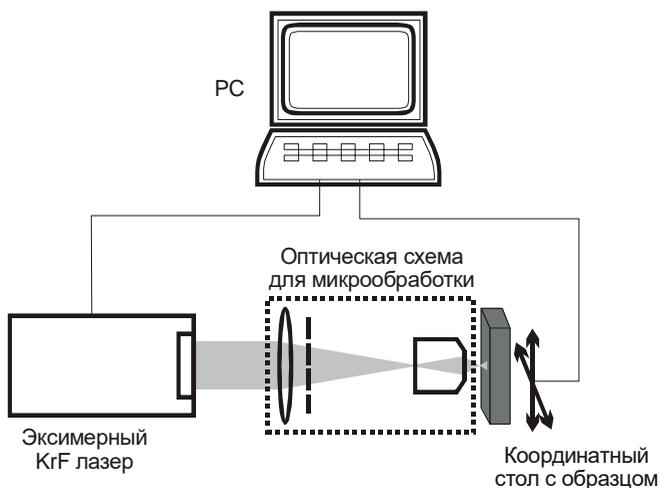


Рис. 1.1. Схема установки для формирования микрорельефа на поверхности алмазной пластины

Энергия лазерного импульса составляла $\cong 200$ мДж при частоте следования импульсов 50 Гц и длительности лазерного импульса 20 нс. Стабильность импульсов контролировалась пирозлектрическим датчиком с чувствительностью 18 Вт/Дж и осциллографом. При частоте излучения 50 Гц неустойчивость энергии от импульса к импульсу достигала 10 %. Набор интерференционных фильтров позволял варьировать энергию излучения. Сканирование образцов осуществлялось с помощью двухкоординатного электромеханического стола с минимальным шагом 1 мкм. Компьютерный контроль позволял согласовывать перемещение образца и порядок следования лазерных импульсов. Таким образом, экспериментальная установка обеспечивала одновременное управление перемещением образца и освещением алмазной поверхности требуемым числом лазерных импульсов. После лазерной обработки поверхности графитизованный слой удалялся путем отжига в воздухе при температурах (500-600° С) или в атмосфере кислорода.

В общем случае рельеф, индуцированный лазерным излучением, зависит от распределения энергии на облучаемой поверхности, физических свойств материала и характера сканирования образца.

При освещении маски лазерными импульсами на поверхности алмаза в результате процесса селективного травления под воздействием излучения образуется структура, форма которой зависит от формы

шаблона. В собранной экспериментальной установке осуществлялся компьютерный контроль перемещений образца и порядка следования лазерных импульсов. Это позволяло создавать поверхностные структуры в двух разных режимах. Первый из них, метод «непрерывного рисования», состоит в сканировании образца так, что происходит перекрытие отдельных лазерных пятен. При этом область, облучаемая на каждом шаге сканирования, включает в себя площадку, графитизированную на предыдущем шаге сканирования, и поэтому процесс абляции не зависит от поглощения CVD алмаза. Таким образом, этот способ обеспечивает высокую регулярность формируемых структур. При изменении скорости сканирования в процессе микрообработки меняется количество «эффективных» импульсов на точку поверхности, что дает возможность получать рельеф с плавно меняющейся глубиной. Этот способ микроструктурирования удобен для создания одномерных дифракционных элементов (например, антиотражающих структур или решеток), а также двумерных френелевских линз и радиально-симметричных ДОО при условии использования вращающегося стола перемещений. К недостаткам метода можно отнести возникновение микроструктур в направлении сканирования образца с характерным размером, равным шагу сканирования. Второй способ состоит в дискретном сканировании образца с шагом большим или равным линейному размеру изображения.

Возможность управления глубиной структурирования позволяет использовать большое количество (до 64 и более) уровней квантования. Однако наличие технологических погрешностей не позволяет реализовать минимальный размер области микроструктурирования менее 20–40 мкм при использовании второго способа [1, 3, 4].

Кроме того, увеличение технологических погрешностей с увеличением глубины структурирования накладывает ограничения на максимальную высоту рельефа.

Технология ионно-химического травления поверхности алмазных пленок

Возможность формирования микрорельефа на алмазной пленке с помощью ионно-химического или плазмохимического травления исследовалась в два этапа [1, 3].

На первом этапе было необходимо:

- принципиально решить вопрос о возможности ионно-химического и плазмохимического травления алмазных пленок,

- подобрать необходимые газы,
- исследовать и выбрать оптимальные технологические режимы ионно-химического травления (ИХТ).

Было установлено, что создание микрорельефа на поверхности АП возможно при использовании следующих видов травления:

а) ионное травление в среде аргона с использованием ВЧ-диодной системы с отдельным источником ионов. При этом травление анизотропное и неселективное;

б) ионно-химическое травление с использованием ВЧ-диодных систем с катодной или/и анодной связями. В качестве рабочих газов могут быть использованы следующие смеси: ($\text{Ar} + \text{O}_2$), O_2 , ($\text{N}_2 + \text{O}_2$), ($\text{He} + \text{O}_2$). При этом травление поверхности подложки анизотропно и селективно;

в) плазмохимическое травление в тех же средах, что и в пункте б), с использованием объемных цилиндрических реакторов без перфорэкрана. Травление подложки в этом случае изотропное, высокоселективное.

Как следует из проведенного анализа, наиболее перспективным для формирования дифракционного микрорельефа на алмазных пленках представляется ионно-химическое травление (пункт б), являющееся анизотропным и селективным.

В Институте систем обработки изображений РАН для создания микрорельефа на подложках из кварца, кремния, сапфира и т.д. используется установка УТП ПДЭ-125-009 («ИНТРА») ионно-химического травления пластин в ВЧ-разряде с магнитным полем.

При выборе конкретных режимов ИХТ АП на установке «ИНТРА» принимались во внимание следующие соображения [1, 3]:

1) все вариации режимов установки при травлении алмазных пленок должны лежать в области безопасной ее работы;

2) для увеличения срока службы имеющихся откачных средств необходимо отказаться от использования чистого кислорода, поскольку откачка реактора установки осуществляется диффузионным насосом, пары масла которого находятся при высокой температуре;

3) время непрерывного травления АП ограничивается временем перегрева мощного ВЧ-генератора, что может повлечь выход его из строя.

Перечисленным условиям удовлетворяют газовые смеси ($\text{Ar} + \text{O}_2$) и ($\text{N}_2 + \text{O}_2$). Поскольку массы однократно ионизованных ио-

нов аргона (40) и азота (28) значительно различаются, при прочих равных условиях коэффициент физического распыления, а следовательно, и скорость травления будут выше при использовании смеси ($Ar + O_2$). Кроме того, при использовании смеси ($N_2 + O_2$) для ИХТ возможно образование небезопасных соединений вида CN. Таким образом, смесь ($Ar + O_2$) была выбрана в качестве рабочего газа.

Суммарный расход аргона и кислорода в экспериментах не превышал 2,5 л/час.

Содержание кислорода в смеси ($Ar + O_2$) варьировалось от нескольких процентов до 45÷50 %. При содержании кислорода в смеси ($Ar + O_2$) менее 10÷15 % скорость травления не превышала 14 нм/мин. В этом случае для отработки режимов травления АП в среде газовых смесей в качестве маски использовался химически стойкий лак. Повышение содержания O_2 в смеси ($Ar + O_2$) до 50 % и наложение продольного магнитного поля относительно горизонтальной оси реактора позволяет повысить скорость ионно-химического травления АП до 75 нм/мин.

ВЧ-мощность, подводимая к реактору установки во время экспериментального выбора режима травления, находилась в пределах 550÷600 Вт. Вариации ВЧ-мощности внутри указанной области определялись изменением полного импеданса плазмы среды ($Ar + O_2$).

Таким образом, была выработана оптимальная (для данных условий) среда травления - ($Ar + O_2$) с содержанием O_2 около 50 %, определены основные технологические режимы ИХТ АП, и достигнута достаточно высокая скорость травления (около 75 нм/мин).

Проведенный анализ возможностей сухой литографии и выработка режимов ИХТ позволили перейти к следующему этапу решения указанной задачи – выбору материала маски, стойкого к плазме ($Ar + O_2$). Время «жизни» такой маски должно быть не менее 100 мин (для достижения глубины травления АП в 7÷8 мкм). На этом этапе на подложки из ситалла марки СТ50-05, стекла (К-8) и поликора вакуумными методами были нанесены следующие материалы: хром (Cr), ниобий (Nb), оксид ниобия (Nb_2O_5) и резистивный сплав РС 5402 (содержащий 54 % никеля и 2 % хрома, остальное – кремний). Хотя методы нанесения этих материалов различны: взрывное испарение, резистивный нагрев сублимацией и ВЧ-магнетронное распыление, соответственно, параметры напыления были подобраны таким образом, что пленки всех перечисленных материалов имели одинаковую толщину (в диапазоне 150÷170 нм).

Эксперименты по травлению изготовленных образцов маскирующих материалов методом ИХТ на установке «ИНТРА» в режимах травления АП в среде ($\text{Ar} + \text{O}_2$) показали, что наибольшей стойкостью к плазме ($\text{Ar} + \text{O}_2$) обладают металлические пленки ниобия и его оксида Nb_2O_5 . Кроме того, было установлено, что специально создавать пленку Nb_2O_5 (например, методом анодирования) нет необходимости, поскольку оксид на поверхности маски из Nb создается автоматически при ИХТ АП в среде ($\text{Ar} + \text{O}_2$) за счет достаточно высокого содержания кислорода. Еще одним доводом в пользу использования в качестве материала маски на АП пленок ниобия послужило то обстоятельство, что этот металл хорошо травится методом ИХТ в среде CF_4 , а сам процесс и режимы травления отработаны.

Технологическая схема изготовления дифракционного микро-рельефа на АП выглядела следующим образом:

1. После предварительной очистки на поверхность АП методами вакуумного напыления наносится пленка ниобия.
2. На полученную пленку методом центрифугирования наносят фоторезистивную пленку (например, ФП-051К).
3. Известными методами фотолитографии на поверхности металлической пленки Nb создают по заданному фотошаблону фоторезистивную маску.
4. Образец помещают в реактор установки «ИНТРА», и в среде CF_4 производят травление пленки Nb через изготовленную фоторезистивную маску. То есть на поверхности АП образуется маска из Nb (с остатками фоторезистивной маски).
5. Не вынимая образец из реактора, вместо CF_4 в рабочую камеру подают смесь ($\text{Ar} + \text{O}_2$) с 50 % содержанием O_2 и производят травление АП на заданную глубину.
6. По-прежнему, не вынимая образец из реактора (не развакумируя камеру), вместо смеси ($\text{Ar} + \text{O}_2$) снова подают CF_4 и в течение 5÷6 мин производят травление остатков пленок Nb_2O_5 и Nb.

Процесс формирования микро-рельефа с помощью травления схематично представлен на рис. 1.2.

Параметры микро-рельефа на поверхности алмазной пленки контролировались методами микроинтерферометрии белого света и методами микроскопии. Использовался интерферометрический профилометр *WLI* (Fraunhofer-Institution for Applied Optics and Precision Engineering, Jena, Германия) и зондовый микроскоп *Solver PRO*. Результат

исследования тестовой структуры с помощью зондового микроскопа представлен на рис. 1.3. В качестве расчетных параметров выбирались следующие параметры структуры: период решетки $d = 12$ мкм, высота рельефа $h = 3,5$ мкм.

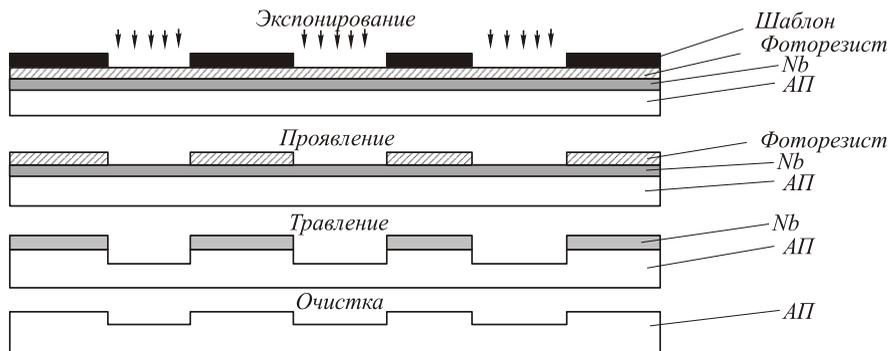


Рис. 1.2. Последовательность технологических операций формирования дифракционного микрорельефа на алмазной пленке

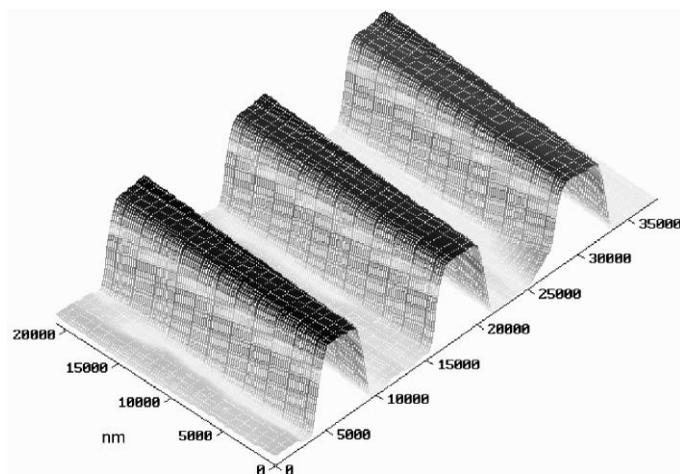


Рис. 1.3. Микрорельеф реализованной тестовой структуры

Рассмотренный подход, использующий ионно-химическое травление, использовался в [1, 3] для формирования на алмазной пленке толщиной 400 мкм прямоугольной решетки периодом $d = 200$ мкм и

расчетной глубины травления $h = 7,5$ мкм. Результат исследования изготовленной решетки с помощью интерферометрии белого света представлен на рис. 1.4.

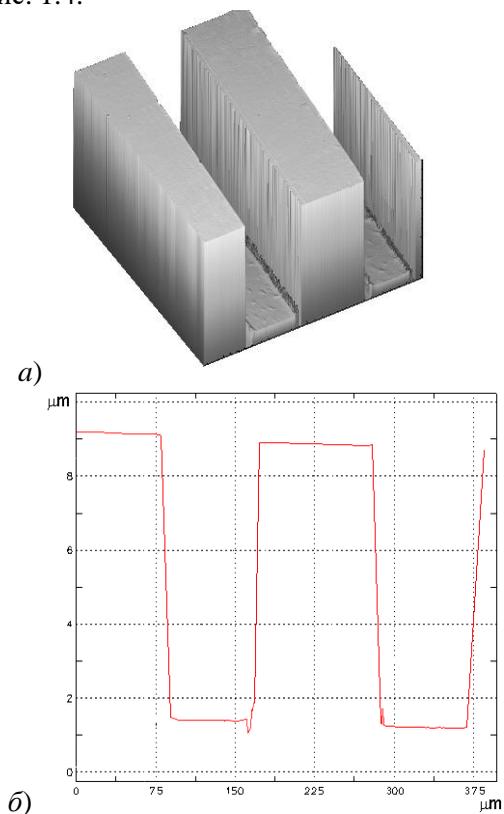


Рис. 1.4. Результаты исследования микрорельефа реализованной решетки

Глубина травления в 7,5 мкм была выбрана равной максимальной высоте дифракционного микрорельефа на алмазной пленке (показатель преломления $n = 2,4$) для длины волны $\lambda = 10,6$ мкм:

$$h_{\text{max}} = \lambda / (n - 1).$$

Результаты исследования тестовых структур (рис. 1.3, 1.4) демонстрируют перспективность использованного в [1, 3] подхода. Отметим отсутствие «бортиков» на границах областей микроструктурирования, возникающих при использовании технологии лазерной

абляции [1], и хорошее согласование между расчетной глубиной травления и результатом измерений.

Технология ионно-химического травления [1] может быть использована для создания фокусирующих ДОЭ для мощных лазеров ИК-излучения. Однако рельеф, изготовленный с помощью такой технологии, будет иметь небольшое число уровней квантования в силу общей специфики литографических методов.

Таким образом, каждая из описанных выше технологий формирования микрорельефа на алмазной пленке обладает собственными достоинствами и недостатками, в частности, различными ограничениями на реализуемый рельеф (минимальный размер области микроstructuring, характерный размер технологических погрешностей, максимальная глубина структурирования, число уровней квантования).

Разработка численных методов оптимизации и моделирования микрорельефа алмазного ДОЭ с учетом специфики технологии изготовления является, безусловно, актуальной задачей. Отметим также, что методы и подходы литографического формирования микрорельефа на различных материалах разрабатывались и совершенствовались в течение последних 35-40 лет, в то время как «возраст» технологии лазерной абляции не превышает 20 лет. Последняя позволяет формировать микрорельеф с большим (до 64 и более) числом уровней квантования и, как показано в [1], может быть использована для изготовления дифракционных линз на АП с энергетической эффективностью свыше 86 % (в случае использования антиотражающего покрытия).

1.3. СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОСКИХ ЛИНЗ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА АЛМАЗНЫХ ПЛЕНКАХ

В качестве примера возможности лазерного формирования микрорельефа алмазных ДОЭ, работающих в средней ИК-области спектра ($\lambda = 10,6$ мкм), в [2] представлены результаты исследования четырехуровневой цилиндрической линзы [2] с фокусным расстоянием $f = 25$ мм и апертурой $D = 4 \times 4$ мм², рассчитанной с использованием программного обеспечения по компьютерной оптике «Quick-DOE» и изготовленной с помощью технологии лазерной абляции. Уравнение фазовой функции цилиндрической линзы в параксиальном приближении имеет вид:

$$\varphi(u) = -k \frac{u^2}{2f}, \quad |u| \leq \frac{D}{2}, \quad (1.1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число и f – фокусное расстояние, а максимальная высота микрорельефа ДОО определяется по формуле

$$h_{\max} = \frac{\lambda}{n-1}, \quad (1.2)$$

и имеет в случае показателя преломления $n = 2,38$ значение $h_{\max} = 7,68$ мкм. Значения ширины зон Френеля линзы можно найти из соотношения [1]

$$u_j = \sqrt{2\lambda f j}. \quad (1.3)$$

Число полных зон j_0 удовлетворяет соотношению

$$j_0 = \left\lfloor \frac{D^2}{8\lambda f} \right\rfloor, \quad (1.4)$$

где $\lfloor \cdot \rfloor$ – операция взятия целой части числа.

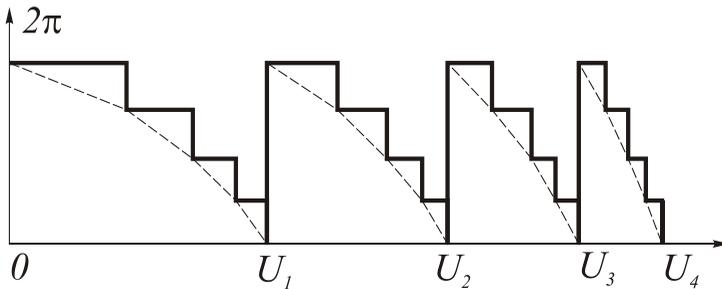


Рис. 1.5. Ступенчатая аппроксимация рельефа цилиндрической линзы

Характерным параметром является ширина Δ самой узкой, в данном случае – последней периферийной зоны, определяющей требования к методу микроструктурирования. В данном случае значение ширины минимальной зоны составляло порядка $\Delta = 140$ мкм. Полученные значения фазовой функции линзы (1.1), приведенные к диапазону $[0, 2\pi)$, были проквантованы по 4 уровням, как показано на рис. 1.5. Рассчитанный дифракционный микрорельеф четырехуровневой линзы (рис. 1.6) воспроизводился на поверхности алмазной пластины.

Сформированный на одной из поверхностей пластины рельеф ДОО представлял собой набор параллельных каналов шириной 40 мкм и с различными глубинами [2].

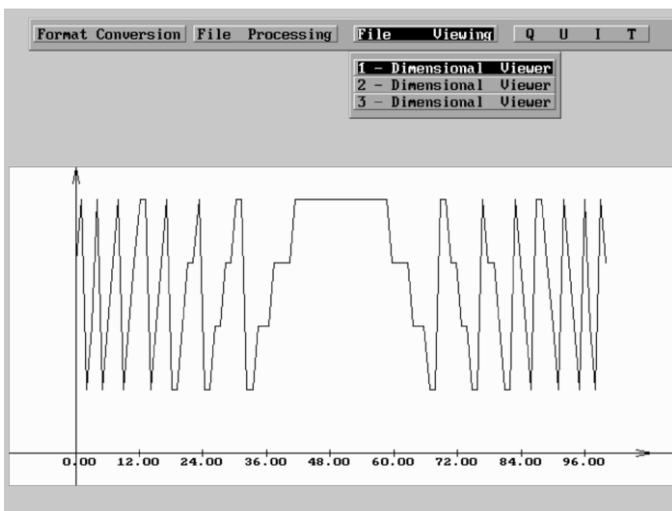
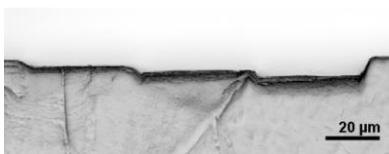
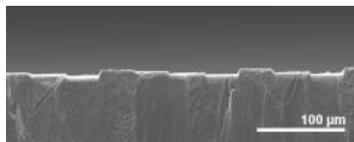


Рис. 1.6. Экран программного обеспечения в момент визуализации рассчитанного четырехуровневого микрорельефа цилиндрической линзы (один отсчет по оси абсцисс соответствует 40 мкм)

На рис. 1.7 представлены участки микрорельефа изготовленной алмазной цилиндрической линзы (по результатам микроскопии). Отметим хорошее качество исполнения расчетного микрорельефа. Величина среднеквадратичного отклонения глубины сформированного рельефа от требуемого составила порядка $\delta \approx 10\%$. В качестве критерия качества работы линзы использовалась дифракционная эффективность, понимаемая как доля прошедшей энергии, сосредоточенная в основном максимуме. Численный расчет интенсивности в разных плоскостях фокальной области линзы был выполнен для Гауссова освещающего пучка. Численное моделирование выполнялось с помощью программного обеспечения по компьютерной оптике «Quick-DOE» [1]. При тестировании изготовленного ДОЭ использовался непрерывный CO_2 -лазер мощностью 20 Вт. Модулированное обтюратором излучение фиксировалось пироприемником. Распределение плотности энергии в поперечном сечении лазерного пучка было Гауссовым с радиусом $\sigma_0 = 1,55$ мм. На рис. 1.8 (справа) представлен результат взаимодействия пучка CO_2 -лазера со светочувствительным элементом, помещенным в фокус изготовленной линзы.



а)



б)

Рис. 1.7. Участки микрорельефа изготовленной алмазной цилиндрической линзы

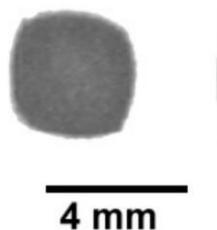


Рис. 1.8. Результат взаимодействия пучка CO_2 -лазера с мишенью. Слева – результат взаимодействия нефокусированного исходного Гауссова пучка, ограниченного квадратной апертурой, справа – в фокусе цилиндрической линзы

В фокальной области ДОО распределение интенсивности $I(x)$ сохраняет квазигауссов вид (рис. 1.9). Ширина преобразованного пучка σ_x определялась как половина расстояния по оси X между двумя точками, в которых интенсивность излучения уменьшается в e^2 раз по сравнению с максимальным значением. Увеличение размера преобразованного линзой пучка $\sigma_x^{эксп} = 70,8$ мкм по сравнению с результатом расчета $\sigma_x^{теор} = 65,8$ мкм обусловлено несколькими причинами. Во-первых, отклонениями профиля линзы от расчетного и рассеянием

излучения на поликристаллической структуре пленки. Во-вторых, наличием в лазерном пучке мод высших порядков с более высокой угловой расходимостью, чем у основной моды. Френелевское отражение учитывалось при обработке результатов эксперимента (антиотражающее покрытие не наносилось).

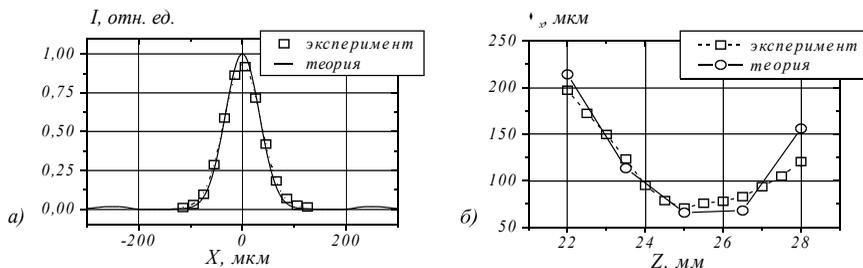


Рис. 1.9. Экспериментальные характеристики изготовленного ДООЭ и соответствующие результаты компьютерного моделирования: (а) распределение интенсивности $I(x)$ излучения CO_2 -лазера в фокальной плоскости линзы (ось X – перпендикулярна оси симметрии цилиндрической линзы), (б) зависимость ширины пучка σ_x от расстояния Z до плоскости элемента. Фокусное расстояние $f = 25$ мм

Дифракционная эффективность ДООЭ, замеренная в ходе натурального эксперимента, составила $e = 78$ %, и близка к оценке 79-80 %, полученной в ходе вычислительного эксперимента. На рис.1.9б представлены зависимости $\sigma_x^{эксп}$ и $\sigma_x^{теор}$ от расстояния до плоскости элемента. Глубина фокуса определялась как расстояние между точками на оптической оси, в которых интенсивность излучения падает в 2 раза по сравнению с максимальной величиной, и составляла $\Delta f = 5$ мм. Проведенный на примере изготовления цилиндрической дифракционной линзы анализ метода формирования дифракционного микрорельефа на базе лазерной абляции синтетических алмазных пластин продемонстрировал эффективность и перспективность использованного метода формирования микрорельефа. Соответствие полученных характеристик результатам компьютерного моделирования дало основания утверждать [2], что лазерная обработка обеспечивает необходимую точность формирования расчетного микрорельефа для создания цилиндрических алмазных ДООЭ. Следующей задачей, стоявшей перед исследователями, являлось исследование возможности формирования нецилиндрического многоуровневого рельефа. В [1] исследована

восьмиуровневая линза Френеля, изготовленная с помощью метода прямой лазерной абляции. Фазовая функция сферической линзы Френеля, определенная на апертуре D , в параксиальном приближении описывается следующей формулой [1]:

$$\varphi(u, v) = -k \frac{u^2 + v^2}{2f}, \quad (1.5)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число и f – фокусное расстояние.

Дифракционная эффективность линзы весьма существенно зависит от числа уровней квантования, поэтому была поставлена задача исследования возможности синтеза линзы Френеля с числом уровней квантования $M = 8$ и более с помощью технологии лазерной абляции поверхности алмазных пленок. Параметры, выбранные для реализации линзы Френеля с помощью данной технологии, приведены в табл. 1.2.

Таблица 1.2. Физические параметры линзы Френеля

Параметр	Значение
Фокусное расстояние, f	100 мм
Длина волны, λ	10,6 мкм
Апертура, D	6×6 мм
Число уровней квантования, M	8

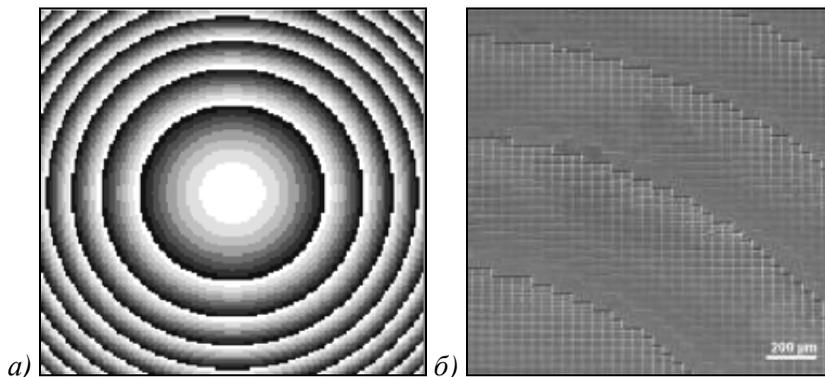


Рис. 1.10. Алмазная линза Френеля: (а) – рассчитанный микрорельеф, (б) – участок сформированного микрорельефа – по результатам SEM-микроскопии

Расчетный микрорельеф линзы представлен на рис. 1.10а. Отшлифованный образец алмазной пленки перемещался относительно квадратной апертуры размером 40×40 мкм², количество импульсов эксимерного лазера, проходящих через апертуру, определяло глубину структурирования. На рис.1.10б представлены результаты микроскопического исследования участков сформированного микрорельефа. На них отчетливо видны межпиксельные «бортики», возникающие вследствие разного характера распределения тепловой энергии в центре области структурирования и на ее границах. Отметим, что в случае восьмиуровневой линзы Френеля влияние технологических погрешностей на работу элемента будет больше, чем в случае изготовления четырехуровневой цилиндрической линзы: во-первых, чем больше глубина травления, тем выше бортик, во-вторых, «одномерный» характер микрорельефа цилиндрической линзы позволял формировать его набором канавок с шириной, соответствующей шагу дискретизации, и длиной, равной размеру большей стороны апертуры.

С учётом характера погрешностей в [1] было сделано предположение, что они не приведут к серьезным отклонениям в формировании фокального распределения интенсивности, однако приведут к некоторому снижению дифракционной эффективности.

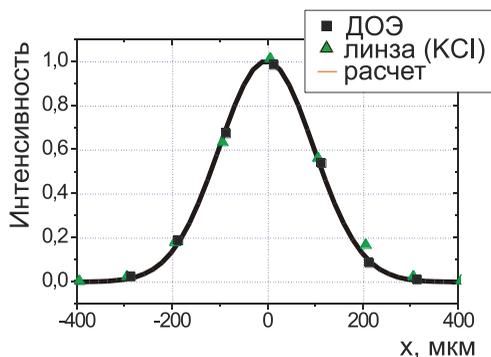


Рис. 1.11. Нормированное распределение интенсивности CO_2 -лазера в фокальной плоскости – результат оптического эксперимента с изготовленной алмазной линзой Френеля (квадраты), результат оптического эксперимента с рефрактивной линзой (KCl) с фокусным расстоянием $f=100$ мм (треугольники) и результат вычислительного эксперимента для изготовленной дифракционной линзы (жирная линия). В качестве источника излучения использовался CO_2 -лазер с радиусом пучка $\sigma_0 = 1,55$ мм

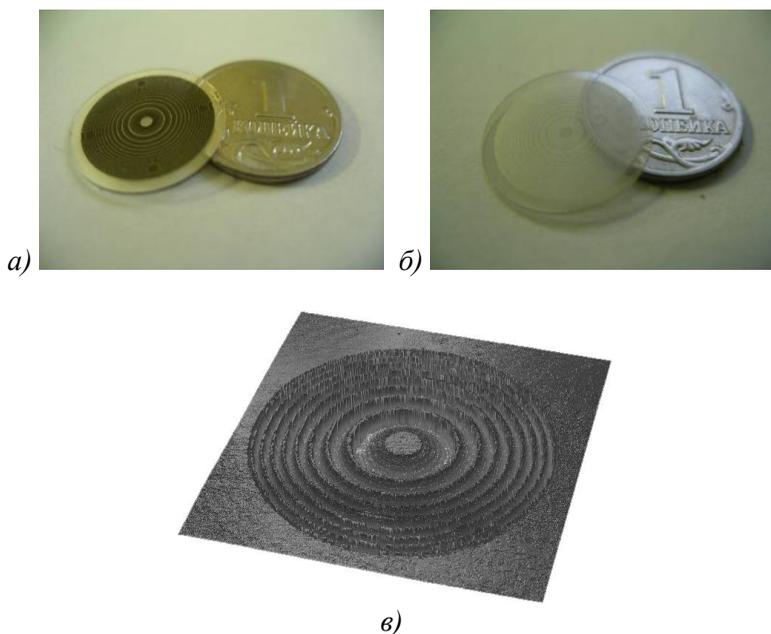


Рис. 1.12. Фотографии алмазной линзы Френеля перед (а) и после (б) отжига, результат микроинтерферометрического исследования дифракционной линзы (в)

На рис 1.11 представлены результаты оптического исследования изготовленной линзы Френеля. Можно отметить хорошее качество формирования интенсивности с помощью изготовленной линзы Френеля. Впоследствии в [1, 3] был изготовлен ряд линз Френеля с параметрами, близкими к параметрам, указанным в табл. 1.2, в том числе с некоторыми модификациями метода структурирования. На рис. 1.12в приведен результат микроинтерферометрического исследования алмазной линзы Френеля. Измеренная энергетическая эффективность изготовленных линз Френеля после нанесения на обе стороны антиотражающего пленочного покрытия составляла не более 75 %.

В [1, 3] предполагается, что основной причиной снижения энергетической эффективности является наличие систематической погрешности изготовления в виде межпиксельных «бортиков» или «каналов», по сути играющих роль наложенной субволновой решетки. Отметим, что в силу субволнового характера технологических микроструктур анализ их влияния требует использования строгой

теории света. Впоследствии удалось повысить эффективность линз Френеля до 86 % за счет улучшения техники лазерной абляции (в частности за счет управления формой плазменного факела, возникающего при взаимодействии УФ-излучения с алмазной поверхностью). Вместе с тем полностью устранить влияние межпиксельных погрешностей достаточно проблематично.

Для ДОЭ с более сложными функциональными свойствами представляется целесообразным решать данную проблему, одновременно используя два подхода:

- повышать качество формирования микроструктурирования за счет модификации установки и техники лазерной абляции;
- развивать численные методы расчета микрорельефа с учетом технологических ограничений.

1.4. ДИФРАКЦИОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА АЛМАЗНЫХ ПЛЕНКАХ, ФОКУСИРУЮЩИЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СО₂-ЛАЗЕРА В ЗАДАННЫЕ ДВУМЕРНЫЕ ОБЛАСТИ

Весьма привлекательным представляется использование CVD алмазных пленок в качестве материала для изготовления не только выходных окон и дифракционных линз, но и для изготовления элементов с более сложными функциональными свойствами. В [1, 3] описано изготовление и исследование алмазных ДОЭ со сложным микрорельефом, предназначенных для формирования заданного двумерного распределения интенсивности в фокальной области. Производился расчет, изготовление и экспериментальное исследование двух разных типов ДОЭ на алмазных пленках, фокусирующих излучение СО₂-лазера в двумерные фокальные области [1, 3]. Первый ДОЭ, предназначенный для фокусировки Гауссова пучка в прямоугольник, был рассчитан в приближении геометрооптической оптики. Другой элемент предназначен для фокусировки Гауссова пучка в контур прямоугольника и рассчитывался с помощью адаптивной итерационной процедуры Фьенапа. Рабочая длина волны в обоих случаях составляла ($\lambda = 10,6$ мкм). Расчет выполнялся для освещающего Гауссова пучка с интенсивностью в плоскости установки ДОЭ [1]:

$$I_0(\mathbf{u}) = C \exp(-2\mathbf{u}^2 / \sigma^2), \quad \mathbf{u} = (u, v), \quad (1.6)$$

и плоским волновым фронтом

$$\varphi_0(u, v) = \text{const}. \quad (1.7)$$

Расчетные параметры для обоих элементов приведены в табл. 1.3. Размер отсчета в плоскости ДОЭ (соответствующий минимальной области микроструктурирования) составлял $\Delta u = \Delta v = 40$ мкм (т.е. примерно 4λ). Рассчитанные восьмиуровневые маски элементов приведены на рис.1.13а,б. На рис. 1.13в представлен результат исследования фрагмента микрорельефа фокусатора на электронном микроскопе. Оба элемента рассчитывались для работы без внешней линзы, т.е. фазовая функция линзы включалась в фазовую функцию элемента на этапе расчета. Качество работы ДОЭ оценивалось значением энергетической эффективности

$$e = \int_L I(\mathbf{x}) d^2\mathbf{x} / \int_D I_0(\mathbf{u}) d^2\mathbf{u}, \quad (1.8)$$

характеризующей долю энергии освещающего пучка, сфокусированную в заданную область L , где $I(\mathbf{x})$ – фокальное распределение интенсивности и $I_0(\mathbf{u})$ – распределение интенсивности освещающего пучка.

Таблица 1.3

	Фокусатор Гауссова пучка в	
	прямоугольник	контур квадрата
Фокусное расстояние, f	100 мм	100 мм
Длина волны, λ	10,6 мкм	10,6 мкм
Число уровней квантования, M	8	8
Апертура, D	6,64×6,64 мм	6,64×6,64 мм
Размер пиксела	40×40 мкм	40×40 мкм
Фокальная область, L	1,75×3,5 мм	4,2×4,2 мм, толщина линии 0,4 мм
Радиус освещающего пучка, σ	1,85 мм	1,85 мм
Показатель преломления CVD пластины, n	2,4	2,4
Максимальная высота рельефа, $h_{max} = \lambda/(n-1)$	7,57 мкм	7,57 мкм
Расчетная эффективность *, e	68,7 %	51,8 %
Метод расчета	Геометрическая оптика	Адаптивная итерационная процедура типа Герчберга – Секстона

* учитывая потери на френелевское отражение (30% для двух сторон плоскопараллельной пластины, антиотражающее покрытие не наносилось), без учета квантования

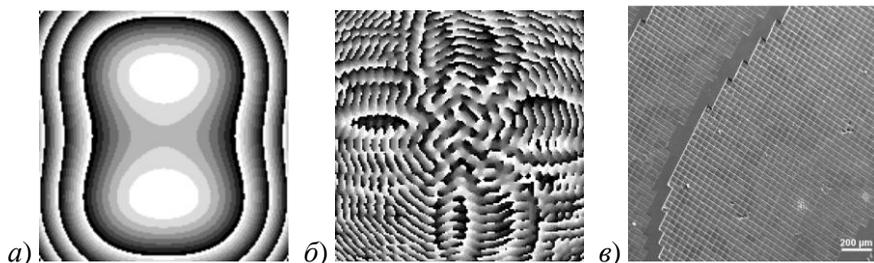


Рис. 1.13. Рассчитанные фазовые функции фокусатора Гауссова пучка в прямоугольник (а), фокусатора Гауссова пучка в контур квадрата (б) и фрагмент микрорельефа реализованного фокусатора (в)

Для изготовления рассчитанных элементов полученное 8-уровневое фазовое распределение преобразовывалось в распределение глубин травления [1, 3]. Установка, использованная для экспериментального исследования поля сформированного алмазным ДОЭ, представлена на рис. 1.14.

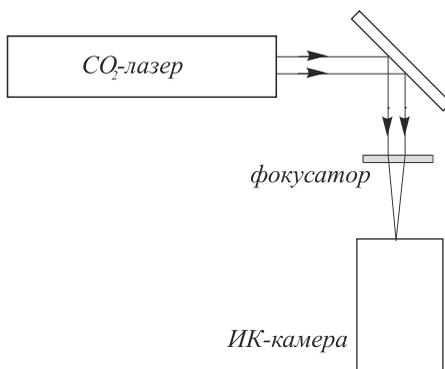


Рис. 1.14. Установка для экспериментального исследования поля, сформированного алмазным ДОЭ

Она состояла из 5-ваттного CO_2 -лазера (работающего на моде TEM_{00}) с расходимостью 3,84 мРад (полный угол) и радиусом перетяжки $\sigma = 1,85$ мм, и ИК ПЗС-камеры с размерностью матрицы

120×120 пикселей, размер одного пикселя 100 мкм, и разрешением 8-бит/отсчет. С помощью этой же установки осуществлялось экспериментальное определение энергетической эффективности как отношения интенсивности, формируемой в заданной области, к суммарной интенсивности в сечении освещающего пучка. На рис. 1.15 и 1.16 представлены распределения интенсивности, формируемые алмазными ДОО в плоскостях, отстоящих на разные расстояния от ДОО, и соответствующие расчетные распределения интенсивности, полученные с помощью использования двумерной процедуры быстрого преобразования Фурье (БПФ) от матриц размером 256×256 отсчетов. Антиотражающее покрытие не наносилось.

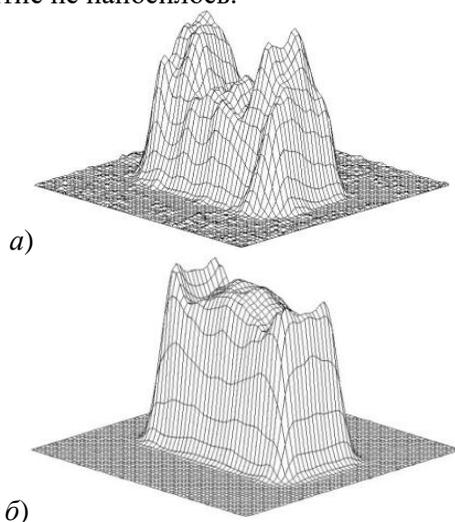


Рис. 1.15. Измеренное распределение интенсивности, формируемое фокусатором Гауссова пучка в прямоугольник в фокальной плоскости (а), соответствующий результат компьютерного моделирования (б)

Были получены следующие экспериментальные оценки энергетической эффективности: $e = 50,5 \%$ для фокусатора Гауссова пучка в прямоугольник и $e = 38,0 \%$ для фокусатора Гауссова пучка в контур квадрата [1, 3], что на 12-18 % меньше теоретических оценок, приведенных в табл. 1.3. Как и в случае с линзами Френеля (параграф 1.3), разница в расчетных и измеренных значениях энергетической эффективности объясняется рассеянием света, вызванным наличием субволновых погрешностей изготовления (технологических микроструктур)

и может быть уменьшена за счет совершенствования техники лазерной абляции. Один из ключевых факторов, которые определяют, может ли оптический элемент использоваться в мощных лазерных системах – максимальный уровень интенсивности, выдерживаемый элементом без повреждений – так называемый «порог разрушения». Поскольку синтезируемые алмазные элементы предназначены главным образом для оптического преобразования излучения мощных пучков CO₂-лазеров, были поставлены соответствующие эксперименты по измерению оптической стойкости ДОЭ. В экспериментах [1] по определению порога разрушения использовался фокусатор Гауссова пучка в прямоугольник, выполненный на алмазной пластине размером 10×8×0,4 мм³ (рис. 1.13а). ДОЭ был помещен в принудительно охлаждаемую водой медную оправу. Нужно отметить, что одна сторона алмазной пластины была графитизована в результате исследований фазовых превращений алмаза в процессе окисления поверхности в атмосфере кислорода при высоких температурах (до 620° С) после лазерной обработки, что привело к возникновению дополнительного поглощения в несколько процентов на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм.

В эксперименте использовался многомодовый CO₂-лазер с максимальной выходной мощностью 2,1 кВт, апертурой луча 40 мм и расходимостью 4 мРад. Лазерный пучок проходил последовательно через NaCl линзу и алмазный фокусатор (рис. 1.17).

При перемещении линзы назад и вперед вдоль оптической оси варьировался диаметр лазерного пятна на структурированной поверхности алмазной пленки в пределах от 6 до 1 мм. Время экспозиции составляло 1 минуту для каждой фиксированной мощности лазера (которая повышалась с шагом 200 Вт до максимума). В результате поставленного эксперимента было найдено [1], что алмазная пластина с ДОЭ осталась неповрежденной при лазерной интенсивности луча, не превышающей значения 50 кВт/см². Более высокая интенсивность разогревала поверхность алмаза до появления свечения, и чтобы сохранить образец, лазер немедленно выключался. Таким образом, фокусатор, выполненный на алмазной пленке, даже с существенным дополнительным поглощением поверхности, связанным с графитизацией поверхности, показал очень высокий оптический порог разрушения, по существу выше порога разрушения лучших пропускательных инфракрасных оптических элементов, сделанных на основе ZnSe, которые используются в настоящее время в технологических системах, основанных на использовании мощных CO₂-лазеров.

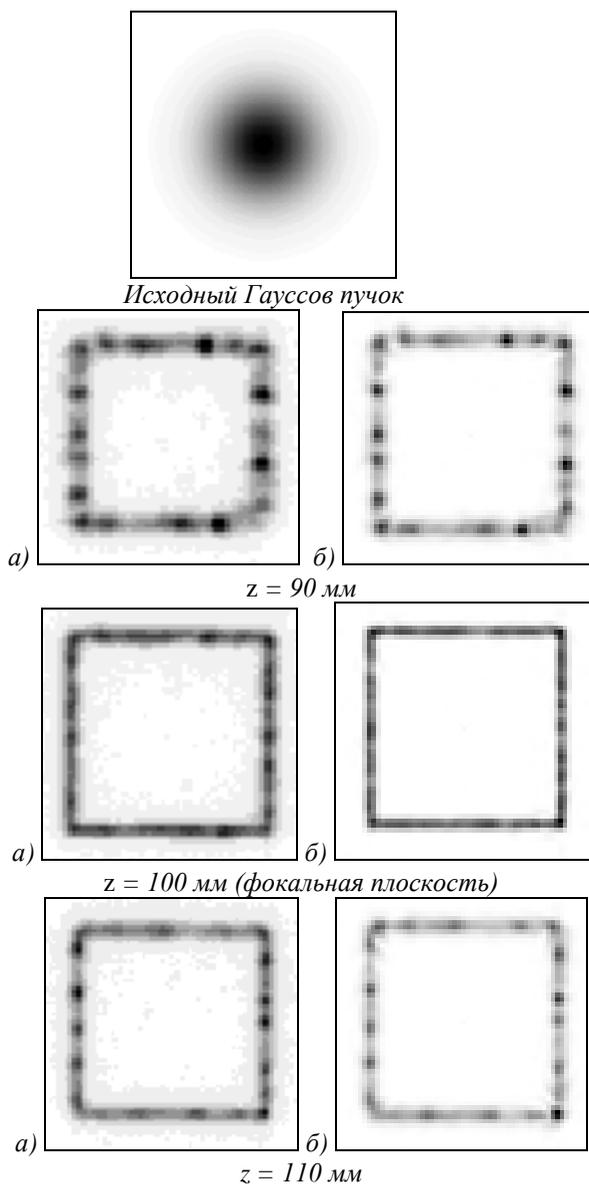


Рис. 1.16. Распределение интенсивности, формируемое фокусатором Гауссова пучка в контур квадрата на разных расстояниях z от плоскости элемента: эксперимент (а), результат численного моделирования (б)

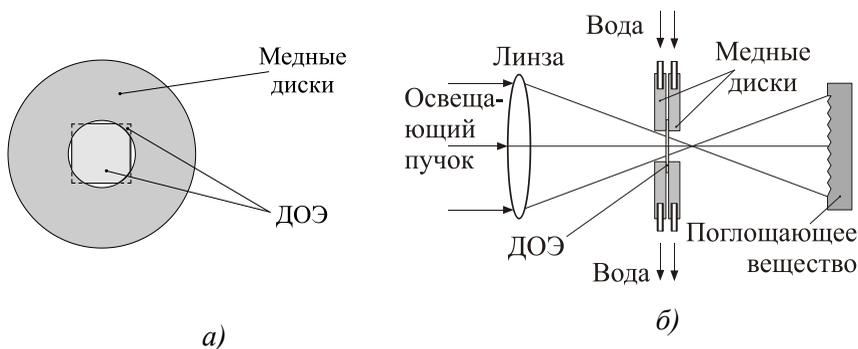


Рис. 1.17. Принципиальная схема установки для проведения эксперимента на определение порога разрушения алмазного фокусатора при освещении пучком мощного CO_2 -лазера

1.5. АНТИОТРАЖАЮЩИЕ СТРУКТУРЫ НА ПОВЕРХНОСТИ АЛМАЗНЫХ ПЛЕНОК

Высокая оптическая плотность алмаза ($n = 2,4$) определяет существенные энергетические потери на френелевское отражение (до 30 % для плоскопараллельной пластинки). Следовательно, актуальной представляется задача просветления оптических элементов из данного материала. Традиционным подходом к решению указанной проблемы является нанесение тонких пленок на поверхность элемента. При этом показатель преломления пленки выбирается равным $n_{film} = \sqrt{n_s n_i}$, где n_s, n_i – показатели преломления сред, разделенных пленочным покрытием, толщина которого принимается равной $h = \frac{\lambda}{4\sqrt{n_s n_i}}$ [1].

Однако материалы с необходимым показателем преломления не всегда находятся в распоряжении исследователя. К тому же их теплофизические характеристики могут существенно отличаться от характеристик оптического материала подложки, что приведет к изменению геометрических параметров покрытия под воздействием тепловых полей. Более того, наложение тонкой пленки на ступенчатую поверхность дифракционного элемента является технологически непростой задачей. Альтернативным подходом является формирование на оптической поверхности антиотражающего субволнового микрорельефа [5]. В [5] на экспериментальных результатах продемонстрирована

эффективность антиотражающих субволновых микроструктур на поверхности алмазной пленки, созданных методом селективного лазерного структурирования. Антиотражающие структуры традиционно исследуют с привлечением теории эффективных сред 0-го и 2-го порядков. Рассмотрим аппарат этой теории на примере анализа бинарного субволнового микрорельефа при нормальном падении на него H -волны (рис. 1.18).

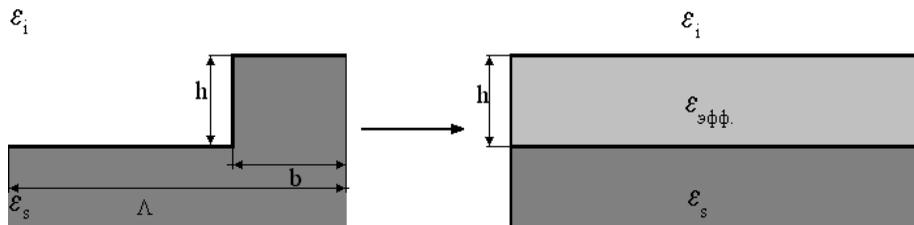


Рис. 1.18. Эквивалентная среда для рельефных субволновых решеток на поверхности алмазной пленки

Решетке с периодом Λ , шириной ступеньки b и высотой h ставится в соответствие тонкопленочное покрытие такой же высоты, $\epsilon_{эфф}$. Теория эффективных сред нулевого порядка определяет $\epsilon_{эфф} = \epsilon^{(0)}$, где

$$\epsilon^{(0)} = q\epsilon_s + (1-q)\epsilon_i, \quad (1.9)$$

при коэффициенте заполнения $q = b/\Lambda$.

Теория эффективных сред второго порядка находит $\epsilon_{эфф} = \epsilon^{(2)}$ при

$$\begin{aligned} \epsilon^{(2)} &= \epsilon^{(0)}(1 + \Delta\epsilon), \\ \Delta\epsilon &= \frac{\pi^2}{3} q^2 (1-q)^2 \frac{(\alpha-1)}{1 + \tilde{f}(\alpha^2 - 1)}, \end{aligned} \quad (1.10)$$

где $\alpha = n_s/n_i$.

При нормальном падении антиотражающий эффект проявляется для

$$\frac{\lambda}{\Lambda} \geq \max(n_s, n_i). \quad (1.11)$$

Таким образом, выбрав параметры решетки, удовлетворяющие условию (1.11), исследователь по (1.9) и (1.10) находит $\varepsilon_{эфф}$, для которого по известным формулам теории тонких пленок рассчитывается френелевское отражение. К недостаткам рассмотренной теории следует отнести неточность результатов, полученных с ее помощью. Как видно из (1.10), теория эффективных сред второго порядка является уточнением теории эффективных сред нулевого порядка. При этом, исследуя алмазную оптическую поверхность ($n = 2,4$) с параметрами $q = 0$ и $q = 1$ (без бинарного рельефа) для падающей волны с $\lambda = 10,6$ мкм в рамках теории эффективных сред различных порядков, получаем френелевское отражение 15,78 % и 17,56 % от энергии падающей волны при истинном значении 16,955 %. Относительная погрешность для данных тестовых результатов составила 6,93% и 3,57 % при том, что теория эффективных сред второго порядка является уточненной. Второй недостаток связан с невозможностью в рамках данной теории определить электромагнитное поле в ближней зоне оптического элемента, которое в некоторых случаях может являться искомым. Указанных недостатков в значительной степени лишен разностный метод решения уравнений Максвелла, использованный для анализа антиотражающей структуры на поверхности алмазной пленки в [1]. Для того же тестового примера (отсутствие рельефа на пластинке) френелевское отражение, рассчитанное разностным методом (с параметрами дискретизации 200 узлов сетки на длину волны, $\tau = 500$ и прохождением через область численного эксперимента цуга из 10λ) составило 16,87 % (отличается от аналитически найденного на 0,5 %). Как было показано, разностный метод позволяет определять параметры электромагнитного поля как внутри оптического элемента, так и в ближней зоне. В табл. 1.4 и на рис. 1.19 приведено сравнение результатов разностного решения с результатами применения теории эффективных сред при исследовании бинарной решетки с периодом в четверть длины волны и высотой, принятой из теории тонких пленок. Материал оптической поверхности – алмаз и характеристики падающей волны остались неизменными (как в тестовом эксперименте).

Таблица 1.4. Зависимость энергии p отраженной волны (выраженной в процентах от падающей) от коэффициента заполнения q при исследовании бинарной субволновой антиотражающей структуры на алмазной пленке: посредством разностного решения (колонка А) и теории эффективных сред нулевого (колонка В) и второго (колонка С) порядков

q	$p, \%$		
	А	В	С
0,1	6,57	7,08	5,96
0,2	0,85	1,5	0,91
0,3	0,3	0,005	0,13
0,4	2,82	1,37	2,11
0,5	6,25	4,23	5,49
0,6	9,49	7,56	8,83
0,7	11,98	10,71	11,96
0,8	13,96	13,39	14,48
0,9	15,55	15,47	16,43

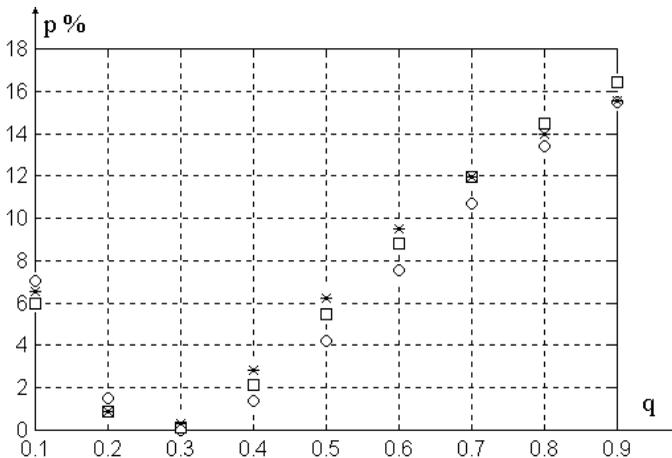


Рис. 1.19. Сравнение результатов исследования (доли отраженной энергии p) бинарной антиотражающей структуры (с коэффициентом заполнения q) разностным методом (звездочки) с теорией эффективных сред нулевого порядка (кружки) и с теорией эффективных сред второго порядка (квадраты)

Хорошее соответствие результатов позволяет говорить об адекватности обоих подходов к исследованию антиотражающих структур. Далее, исследуя субволновые антиотражающие структуры произвольного профиля, принимая во внимание большую точность разностного решения (для всех экспериментов погрешность выполнения закона сохранения энергии при таком решении не превысила 0,3 %), будем пользоваться разностным методом. Технология лазерной абляции, используемая для формирования субволнового микрорельефа на алмазной поликристаллической пленке, характеризуется существенными ограничениями, не позволяющими создавать бинарный рельеф. Особенности процесса абляции приводят к появлению на поверхности элемента субволновых квазипериодических структур, профиль которых может быть аппроксимирован решеткой с периодом в виде равнобедренного треугольника. На рис. 1.20а представлен типичный рельеф антиотражающей структуры на поверхности алмазной пленки, сформированный лазерной абляцией [1]. Градиентный характер изменения эффективного показателя преломления позволяет успешно использовать такие структуры в широком диапазоне длин волн [1] (рис. 1.20б).

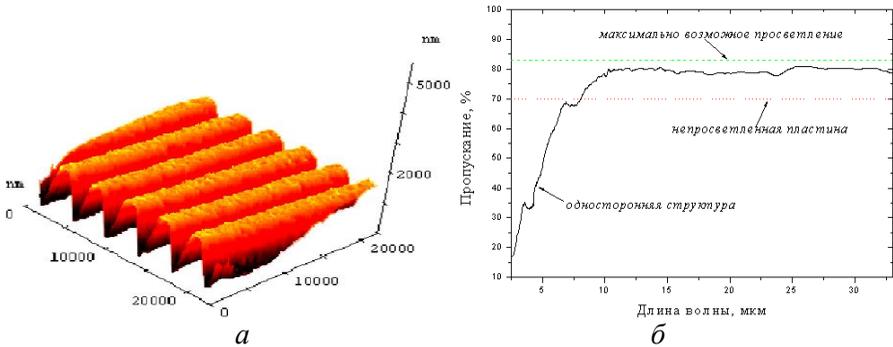


Рис. 1.20. Результат микроинтерферометрического исследования профиля антиотражающей структуры (а) и результаты экспериментального исследования ее пропускания (б)

Геометрические характеристики таких треугольников можно подбирать варьированием параметров технологического процесса. В табл. 1.5 представлена зависимость энергии отраженной волны от замеренных в результате натуральных экспериментов геометрических характеристик субволновой решетки треугольного профиля.

Таблица 1.5. Зависимость энергии p отраженной волны (выраженной в процентах от падающей) от параметров треугольного антиотражающего покрытия

Покрывтие треугольной формы		$p, \%$
Базис треугольника, мкм	Высота треугольника, мкм	
4	2,5	6,92
3	2,4	4,77
3	3	4,29
3	2	6,14
3	1,8	6,97
2	2,5	3,68
1,5	2,5	3,4

Очевиден рост антиотражающего эффекта с уменьшением периода субволновой решетки и увеличением ее высоты. Моделирование работы антиотражающего рельефа методом разностного решения уравнений Максвелла позволяет не только определить долю отраженной энергии, но и получить информацию о распределении электромагнитных полей как внутри оптического элемента, так и в ближней зоне.

Из рис. 1.21 видно, что поле в ближней зоне нельзя считать однородным. Следовательно, при выборе математического аппарата при исследовании антиотражающих поверхностей, предпочтение следует отдавать разностному решению, как методу, позволяющему оценить поле в ближней зоне (в отличие от теории эффективных сред).

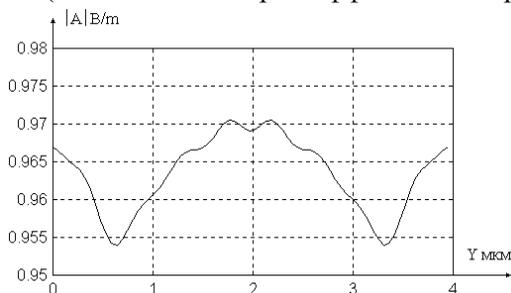


Рис. 1.21. Распределение модуля комплексной амплитуды напряженности электрического поля $|A|$ на расстоянии четверти волны за треугольной антиотражающей решеткой с периодом 4 мкм и высотой 2,5 мкм

Часть 2. МИКРООПТИКА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

2.1. АКТУАЛЬНОСТЬ СОЗДАНИЯ МИКРООПТИКИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Дифракционные оптические элементы (ДОЭ) нашли широкое применение в лазерных технологических установках и оптических приборах ультрафиолетового, видимого и инфракрасного диапазонов [1]. Применение ДОЭ позволяет создавать оптические приборы с уменьшенными массогабаритными характеристиками и широкими функциональными возможностями. Вследствие более высокого (по сравнению с видимым диапазоном) поглощения материалов, прозрачных в терагерцовом диапазоне, использование ДОЭ предпочтительнее, чем рефракционных элементов (линзы, призмы). ДОЭ практически не имеют альтернативы в случае управления излучением мощного монохроматического пучка лазера на свободных электронах (ЛСЭ) [6]. Такие приложения, как получение терагерцовых изображений, мягкая абляция, генерация оптического разряда и многие другие, требуют фокусировки терагерцового излучения. Другие приложения – ТГц голография, интерферометрия и поляриметрия – требуют решения задачи деления исходного пучка на несколько пространственно разнесенных пучков с заданным распределением энергии между ними [7].

2.2. ПОЛИМЕРНЫЕ КИНОФОРМНЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ ЛИНЗЫ

В работе [8] описаны киноформные дифракционные линзы (КДЛ) с диаметром 25 мм и фокусным расстоянием 50 мм, изготовленные на полимере с помощью кремниевой штамповочной матрицы. В работе [8] исследованы рабочие характеристики линз диаметром 80 мм с параболическим профилем френелевских зон, изготовленных методом горячей вакуумной штамповки полипропилена с использованием металлической матрицы. Для исследования были изготовлены КДЛ с фокусными расстояниями $f = 200$ и $f = 80$ мм для длины волны $\lambda = 130$ мкм (рис. 2.1). Полипропилен является одним из наименее поглощающих в терагерцовом диапазоне материалов. Благодаря очень малой толщине линз, равной 0,8 мм, линзы оказались практически прозрачными для терагерцового излучения и выдерживали длительную работу в пучках мощностью несколько десятков ватт. Чтобы ис-

пользовать всю рабочую апертуру киноформной дифракционной линзы, терагерцовый пучок расширялся в 2,5 раза с помощью телескопа с внеосевыми параболическими зеркалами. Главный фокус линзы с фокусным расстоянием $f = 80$ мм наблюдался на расстоянии 77,6 мм (при длине волны излучения 141 мкм). Ширина на полувысоте пучка в районе каустики составила 0,23 мм. Фокус первого порядка, который согласно теории мог бы существовать на расстоянии 25 мм в случае неидеальности отштампованного профиля, невозможно было зарегистрировать из-за геометрических ограничений корпуса матрицы микроболометров. Киноформные дифракционные линзы широко используются на рабочих станциях ЛСЭ [6] и для фокусировки, и для построения изображений с дифракционным пространственным разрешением.

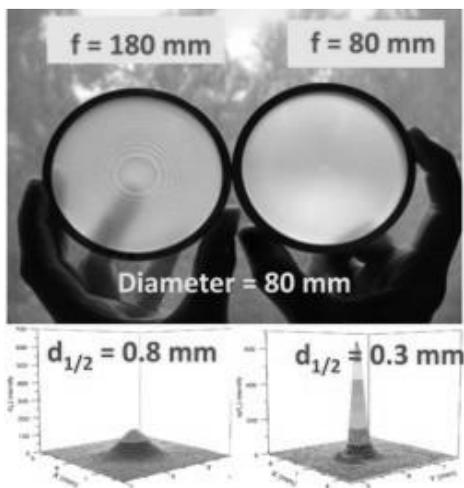


Рис. 2.1. Киноформные полипропиленовые дифракционные линзы и соответствующее распределение интенсивности в фокальных плоскостях

2.3. ФОРМИРОВАНИЕ КРЕМНИЕВОГО ДИФРАКЦИОННОГО РЕЛЬЕФА ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА МЕТОДОМ РЕАКТИВНО-ИОННОГО ТРАВЛЕНИЯ

В качестве материала подложки ДОЭ терагерцового диапазона, предназначенных для управления высокоэнергетическими пучками (например, излучением ЛСЭ), необходимо использовать нелегированный высокоомный кремний, т.к. наличие примеси значительно снижа-

ет коэффициент пропускания пластиной терагерцового излучения. В работах [8-10] использовались подложки из кремния HRFZ-Si с двухсторонней полировкой оптического качества.

В статье [9] приведены результаты исследования кремниевых бинарных дифракционных оптических элементов, изготовленных с помощью реактивно-ионного травления (РИТ) поверхности пластины из высокоомного кремния с последующим нанесением антиотражающего покрытия. Были изготовлены и исследованы бинарные дифракционные линзы и бинарные дифракционные делители пучка 1:2. Исследования характеристик элементов проводились на рабочей станции Новосибирского ЛСЭ.

В работе [9] были использованы подложки из кремния типа (HRFZ-Si) с двухсторонней полировкой оптического качества диаметром 100 мм и толщиной 1 мм.

Технологический маршрут производства ДОЭ состоял из следующих операций (см. рис. 2.2): а) подготовка кремниевой пластины (отмывка и контроль параметров), б) и в) создание защитной маски методом оптической литографии, г) реактивно-ионное травление кремния, д) удаление остатков металлической маски.

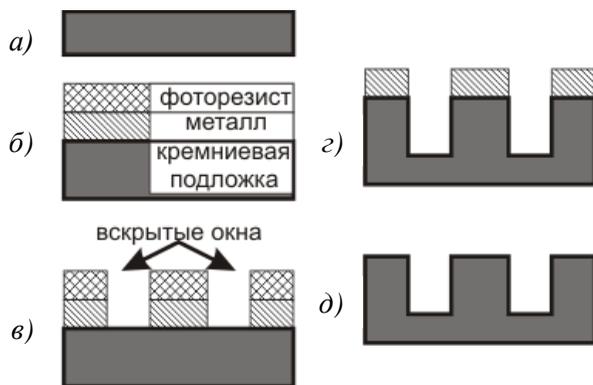


Рис.2.2. Этапы изготовления ДОЭ: а) подготовка пластины; б) нанесение металлического и фоторезистивного слоя; в) экспонирование фоторезиста и жидкостное травление низлежащего слоя металла; г) травление кремния; д) удаление металлической маски

Высота дифракционного микрорельефа бинарного ДОЭ определяется по формуле [1] :

$$h = \lambda/2(n - 1), \quad (2.1)$$

где n – показатель преломления материала подложки, λ – длина волны освещающего излучения. Для формирования микрорельефа большой высоты (около 27 мкм) был использован метод реактивно-ионного травления [8, 9]. В связи с низкой плазмостойкостью фоторезистивной маски её нельзя использовать без дополнительного маскирующего слоя. Поэтому в данной работе применялись плазмостойкие металлические маски (использовались медь и алюминий). Для получения масок в сформированной на поверхности кремния тонкой металлической пленке с помощью фотолитографии (применялся позитивный фоторезист ФП-4-04МА, обеспечивающий разрешение не хуже 0,5 мкм) и химического травления формировались «окна», через которые впоследствии производилось реактивно-ионное травление кремниевой подложки. Процесс нанесения пленки металла производился на установке «ЭТНА МТ-100» (производство НТ-МДТ, Россия).

В процессе отработки технологии установлено, что медная маска в процессе РИТ обладает на порядок более высокой по сравнению с алюминиевой селективностью (более 1:300). Но при этом медная пленка обладает низкой адгезией к кремнию, поэтому перед нанесением медного покрытия необходимо нанесение адгезионного подслоя. В [9] использовался подслой хрома толщиной 30 нм. Для получения топологического рисунка в медном слое применялось жидкостное травление через фоторезистивную маску в 5 % растворе хлорного железа (FeCl_3). После травления медной пленки фоторезистивная маска удалялась концентрированным раствором щелочи. Для травления подслоя хрома через медную маску был использован раствор $\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6] : \text{NaOH} : \text{H}_2\text{O}$ 1:3:16.

Алюминиевая пленка имеет достаточно высокую адгезию к кремнию, что позволяет не использовать адгезионный подслой. Травление алюминиевой пленки через фоторезистивную маску осуществлялось проявителем фоторезиста прямо в процессе проявления, при этом скорость травления алюминия намного выше скорости проявления. Таким образом, преимуществом этого материала является гораздо более простой и быстрый способ получения маски.

В работе [9] травление кремния выполнялось на установке «ЭТНА-100 ПТ» (НТ-МДТ, Россия). Для получения заданных рабочих характеристик ДОЭ было необходимо обеспечить угол отклонения стенок от вертикали не более 10° , поэтому был использован Bosch-процесс в индуктивно-связанной конфигурации источника плазмы

(ICP-RIE) в атмосфере C_4F_8/Ar (пассивация) и SF_6/Ar (травление). Параметры были подобраны для обеспечения оптимальной скорости травления (на уровне 1 мкм/мин), малого угла отклонения от вертикали (менее 5°), малого подтравивания под маску (изменение ширины элементов не более 5 мкм) и приемлемого качества поверхности стенок. Давление в реакторе было около 0,1 мм.рт.ст. и зависело от стадии цикла травления, откачка реактора осуществлялась турбомолекулярным насосом, что обеспечивало быстрое обновление реакционной атмосферы. Во всех циклах травления использовалась добавка ионообразующего инертного газа аргона (20 л/час). Расход C_4F_8 был на уровне 60 л/час, расход SF_6 – на уровне 30 л/час. Мощность ICP-источника индуктора была 300 Вт, частота – 13,56 МГц. Ускоряющий источник работал только на стадии травления и только в режиме регуляции автосмещения потенциала подложки (constant DC-Bias) 180 В, при этом его мощность не превышала 25 Вт, частота источника – 13,56 МГц. Длительность циклов подбиралась для обеспечения вертикальности стенок и составила 11 секунд для фазы пассивации и 9 секунд для фазы травления. Глубина травления за один цикл при этом составляла 350 нм. Общая глубина травления задавалась количеством циклов. После выполнения циклического травления выполнялась кратковременная «зачистка» поверхности в атмосфере SF_6 в изотропном режиме травления.

Контроль геометрических параметров формируемого микро рельефа осуществлялся с помощью интерферометра белого света WLI-DMR производства Института Фраунгофера (г. Йена, Германия) (рис. 2.3) [9], а также с помощью растрового электронного микроскопа FEI Quanta-200.

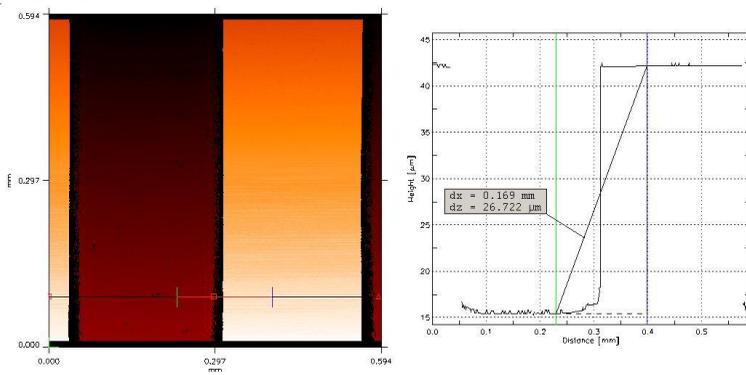


Рис. 2.3. Результаты исследования изготовленного микро рельефа с помощью интерферометрии белого света

2.4. ИССЛЕДОВАНИЕ БИНАРНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ЛИНЗ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

Были рассчитаны, изготовлены и исследованы бинарные дифракционные линзы с фокусным расстоянием 120 мм, диаметром апертуры 30 мм для работы на длине волны 130 мкм [8, 9] (рис. 2.4).

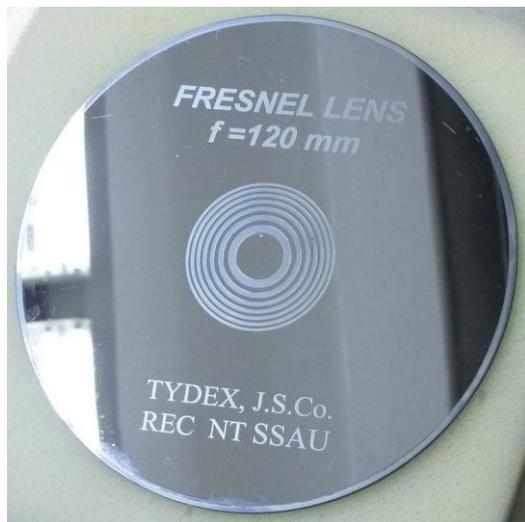


Рис. 2.4. Внешний вид изготовленной бинарной дифракционной линзы

Оптические характеристики изготовленных линз были исследованы на одной из рабочих станций ЛСЭ. Оптическая схема приведена на рис. 2.5. Лазер генерировал монохроматическое излучение с длительностью импульса 100 пс при частоте повторения 5,6 МГц. Лазерный пучок имел гауссовское распределение $I = I_0 \exp(-2r^2 / w^2)$, где $w = 9$ мм, то есть практически 100 % энергии пучка проходило через область апертуры элемента диаметром 30 мм. Средняя мощность излучения в экспериментах составляла несколько Ватт. При выполнении экспериментов минимальная длина волны генерации лазера была ограничена величиной $\lambda = 141$ мкм, на которой и были проведены все эксперименты. Поскольку все ДОЭ были рассчитаны для длины волны 130 мкм, фокусное расстояние должно было уменьшиться на 8 %. Прошедшее сквозь элемент излучение регистрировалось при помощи матричного микроболометрического приемника размером 320×240

элементов (физический размер $12,24 \times 16,36$ мм), который во время измерения перемещался при помощи моторизованного трансляционного столика вдоль оптической оси.

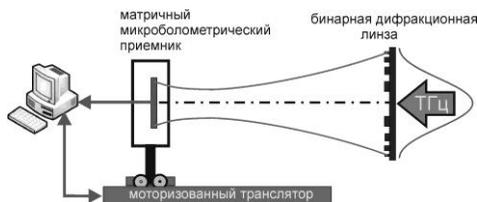


Рис. 2.5. Оптическая схема эксперимента на ЛСЭ

Наблюдались два фокуса на расстояниях 110 и 42 мм от линзы, что с учетом точности измерений порядка ± 3 мм хорошо согласуется с результатами численного моделирования. Значения дифракционной эффективности для линзы без антиотражающего покрытия составили (21 ± 3) % для главного фокуса и 3 % для вторичного фокуса соответственно. Для линзы с антиотражающим покрытием дифракционная эффективность составила (36 ± 5) % и 3,6 % соответственно. Полученная оценка дифракционной эффективности находится в хорошем соответствии с теоретическим значением дифракционной эффективности бинарной дифракционной линзы – 41 % [1].

На рис. 2.6 показано распределение интенсивности в фокальных пятнах дифракционных линз в сравнении с фокусом ТРХ линзы.

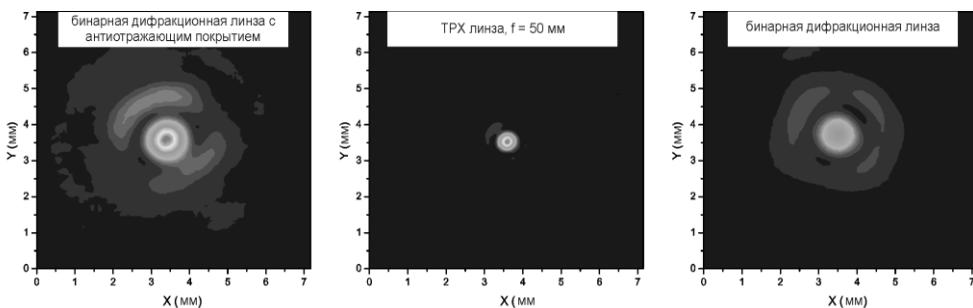


Рис. 2.6. Распределение интенсивности в фокальных пятнах дифракционных линз в сравнении с фокусом ТРХ линзы

Были проведены испытания лучевой стойкости дифракционной линзы с нанесенным антиотражающим покрытием. С этой целью периферийная часть кремниевой пластинки с антиотражающим покрытием (вне дифракционной структуры) облучалась терагерцовым излучением ЛСЭ, сфокусированным линзой из полиметилпентен (ТРХ). Абсолютные значения распределения плотности мощности излучения были измерены с помощью термочувствительного интерферометра. Линзы не повреждались вплоть до значения плотности мощности 4 кВт/см^2 в максимуме Гауссова распределения, что соответствует пиковой мощности для 100-пикосекундного импульса почти 8 МВт/см^2 .

2.5. ИЗГОТОВЛЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ БИНАРНЫХ ДИФРАКЦИОННЫХ ДЕЛИТЕЛЕЙ ПУЧКА

Были также рассчитаны, изготовлены и исследованы бинарные дифракционные делители пучка с диаметром апертуры 30 мм [9]. Дифракционный микрорельеф делителя пучка представлял собой решетку с прямоугольным профилем и периодом 500 мкм (рис. 2.7).



Рис. 2.7. Делитель пучка (а – общий вид, б – результат исследования микрорельефа с помощью растрового электронного микроскопа)

Оптические характеристики изготовленных делителей пучка также исследовались на одной из рабочих станций ЛСЭ, оптическая схема эксперимента приведена на рис. 2.8. ТГц-излучение из транспортного канала ЛСЭ, наполненного азотом, направлялось на рабочую станцию. Два поляризатора служили для регулировки мощности излучения (так как излучение ЛСЭ линейно поляризовано). Длина волны

излучения в экспериментах составляла 141 мкм. Для непрерывного контроля мощности излучения ЛСЭ выделенный с помощью полипропиленового пленочного светоделителя опорный пучок направлялся на ячейку Голя GC-1T (компания TYDEX, г. Санкт-Петербург, <http://www.tydexoptics.com>) с синхронным усилителем SR830, поскольку в данных экспериментах интенсивность излучения ЛСЭ в процессе измерений флуктуировала в пределах $\pm 5\%$. В качестве приемника использовался тот же матричный микроболометрический приемник. Поскольку диаметр пучка составлял 30 мм, то полностью «перехватить» его на матрице было возможно, только собирая его с помощью линзы (использовалась линза TPX с фокусным расстоянием 200 мм). Делители пучка устанавливались на расстоянии около 3 мм от линзы. Для корректных измерений всех порядков дифракции (+1-й и -1-й порядки падают под углом в 15°) матрица микроболометров перемещалась по радиусу, так чтобы лучи падали на матрицу по нормали.

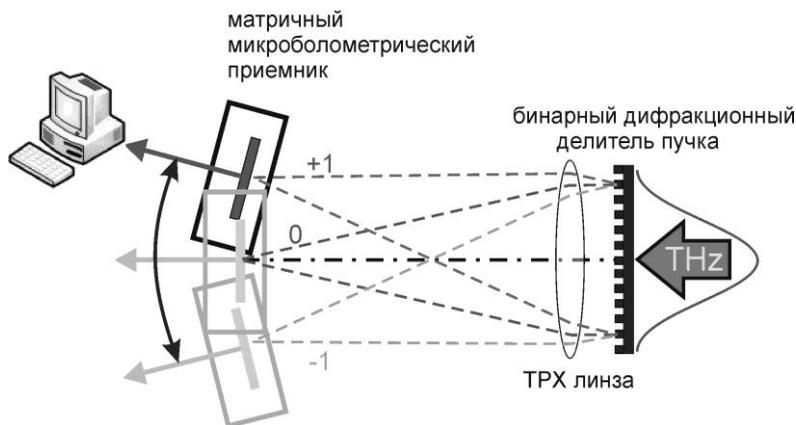


Рис. 2.8. Оптическая схема эксперимента на ЛСЭ

Экспериментальная оценка суммарной доли энергии освещающего пучка, дифрагируемой в +1-й и -1-й порядки, составила $50\% \pm 5\%$ для делителя пучка без антиотражающего покрытия. В случае использования антиотражающего покрытия эта оценка составила $79\% \pm 8\%$. Полученная экспериментальная оценка дифракционной эффективности делителя пучка находится в хорошем соответствии с теоретической оценкой дифракционной эффективности бинар-

ного дифракционного делителя пучка 1:2 – 81 % [1]. Вместе с тем было отмечено некоторое отличие в долях энергии, приходящихся на +1 и -1 дифракционные порядки (относительная разница составляла порядка 25 % для элемента с нанесенным антиотражающим покрытием), которое объясняется, по-видимому, наличием технологических погрешностей изготовления микрорельефа. На рис. 2.9 показаны отверстия, прожженные излучением лазера на свободных электронах в писчей бумаге, помещенной на одну секунду в фокальную плоскость ТРХ линзы. Видно, что практически вся энергия идет в первый порядок дифракции.



Рис. 2.9. Результат взаимодействия терагерцового излучения с бумагой в +1-м и -1-м дифракционных порядках делителя пучка

2.6. КРЕМНИЕВАЯ ОПТИКА ДЛЯ ФОКУСИРОВКИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА В ЗАДАННЫЕ ДВУМЕРНЫЕ ОБЛАСТИ

В работе [10] приведены результаты исследования кремниевого бинарного дифракционного фокусатора, предназначенного для фокусировки Гауссова пучка терагерцового лазера в квадрат с равномерным распределением интенсивности. Известны работы [1, 3], посвященные созданию ДОО среднего инфракрасного диапазона ($\lambda = 10,6$ мкм) для фокусировки Гауссова пучка в прямоугольник. Актуальность создания таких элементов для лазеров ИК-диапазона объясняется, как правило, необходимостью формирования равномерного распределения интенсивности на обрабатываемой поверхности при решении различных задач лазерных технологий. В качестве материала подложки пропускающих элементов среднего инфракрасного диапазона обычно используют селенид цинка или поликристаллические алмазные пленки. Формиро-

вание равномерного распределения интенсивности в терагерцовом диапазоне позволит существенно повысить эффективность применения терагерцовой абляции, а также строить сканирующие системы нового поколения, избавленные от необходимости проведения поточечного сканирования образца. В работе [10] элемент был изготовлен с помощью реактивно-ионного травления (РИТ) поверхности пластины из высокоомного кремния с последующим нанесением антиотражающего покрытия. Исследования характеристик элемента выполнены на рабочей станции Новосибирского ЛСЭ [6].

В работе [10] были использованы подложки из кремния HRFZ-Si с двухсторонней полировкой оптического качества диаметром 38 мм и толщиной 1 мм. Получение бинарного микрорельефа высотой 29 мкм на поверхности подложки производилось с помощью реактивно-ионного травления кремния (РИТ). Для уменьшения френелевских потерь на отражение на элемент наносилось двустороннее антиотражающее покрытие из парилена (*полипараксилилена*). Парилен в качестве антиотражающего покрытия ранее был использован в работах [8, 9]. Расчет бинарного микрорельефа производился с использованием модификации процедуры, построенной на основе использования генетического алгоритма. Для расчета использовались следующие параметры фокусатора: апертура $30 \times 30 \text{ мм}^2$, рабочая длина волны – 141 мкм, фокусное расстояние (элемент рассчитан на работу без внешней линзы) – 368 мм, радиус Гауссова освещающего пучка – 9 мм, число отсчетов фазовой функции 120×120 , размер квадратной фокальной области – $8,6 \times 8,6 \text{ мм}^2$. Рассчитанная фазовая функция фокусатора в квадрат приведена на рис. 2.10.



Рис. 2.10. Фазовая функция рассчитанного фокусатора (белый цвет соответствует значению фазы π , черный цвет – 0)

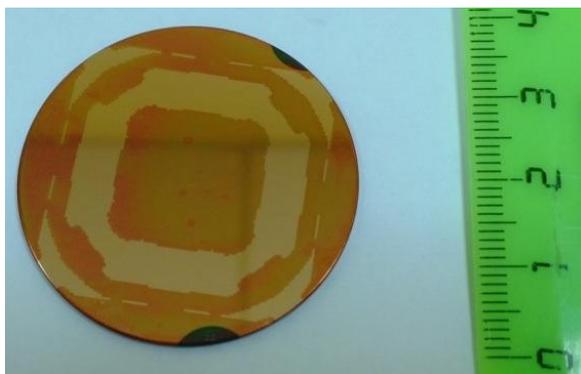


Рис. 2.11. Фотография кремниевой подложки с защитной маской

Расчетная высота бинарного микрорельефа определялась по формуле [1]

$$h = \lambda / 2(n - 1),$$

где n – показатель преломления кремния ($n = 3,42$), и составляла $h = 29,1$ мкм.

Оптические характеристики изготовленного ДОЭ были исследованы на одной из рабочих станций Новосибирского ЛСЭ. Лазер генерировал монохроматическое излучение с длительностью импульса 100 пс при частоте повторения 5,6 МГц. Лазерный пучок имел гауссовское распределение. Средняя мощность излучения в экспериментах составляла несколько Ватт. При выполнении экспериментов минимальная длина волны генерации лазера была ограничена величиной $\lambda = 141$ мкм, на которой и были проведены все эксперименты. Пршедшее сквозь элемент излучение регистрировалось при помощи матричного микроболометрического приемника размером 320×240 элементов (физический размер $16,36 \times 12,24$ мм).

Результаты измерения распределения интенсивности ТГц излучения в фокальной плоскости фокусатора в квадрат представлены на рис. 2.12. Наблюдаемый в эксперименте «завал» в центре квадратной фокальной области вызван несоответствием модового радиуса освещающего пучка расчетному значению. Фокусатор в квадрат был рассчитан и изготовлен для работы с гауссовым пучком с модовым радиусом 9 мм (результат численного моделирования приведен на рис. 2.13а), но в силу сложности юстировки лазера на свободных электронах в экспериментах использовался пучок ТГц излучения с модовым

радиусом 11 мм. Проведенное численное моделирование взаимодействия пучка с модовым радиусом 11 мм с фокусатором, рассчитанным для пучка с радиусом 9 мм, представлено на рис. 2.13б.

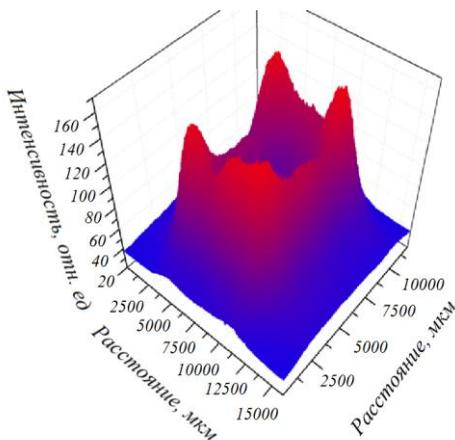


Рис. 2.12. Распределение интенсивности ТГц-излучения в фокальной плоскости элемента

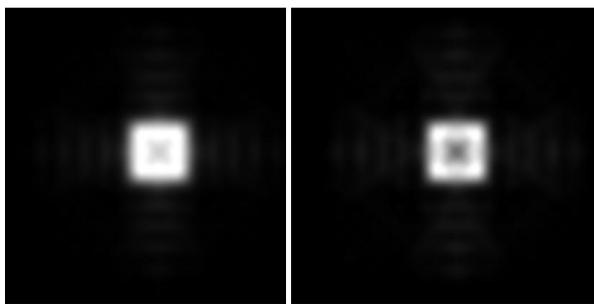


Рис. 2.13. Результаты численного моделирования:

- а) рассчитанное распределение интенсивности для пучка радиусом 9 мм;
- б) рассчитанное распределение интенсивности для пучка с радиусом 11 мм

Результат эксперимента (рис. 2.12) находится в хорошем соответствии с результатом численного моделирования (рис. 2.13б). Таким образом, применение пучка с расчетными параметрами позволит получить результат, соответствующий рис. 2.13а.

2.7. УПРАВЛЕНИЕ ПОПЕРЕЧНО-МОДОВЫМ СОСТАВОМ ТЕРАГЕРЦОВОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ЭЛЕМЕНТОВ БИНАРНОЙ КРЕМНИЕВОЙ ОПТИКИ

В работах [1, 11, 12] приведены результаты исследования ДОЭ, предназначенных для формирования мод лазерного излучения видимого диапазона – *моданов*. Показано [1, 11, 12], что методы дифракционной оптики позволяют формировать пучки когерентного излучения практически произвольного поперечно-модового состава. Создание дифракционных оптических элементов, формирующих пучки лазерного излучения заданного модового состава видимого диапазона, позволило решить ряд фундаментальных и прикладных задач [1]: формирование эталонных пучков, осуществление манипуляции микро- и наночастицами, повышение чувствительности волоконно-оптических сенсоров. В [12] приведена аналогия между созданием моданов и предшествующим созданием монохроматоров и призм – появление монохроматоров и призм позволило экспериментально подтвердить существование продольного спектра оптического излучения: были показаны возможности экспериментального формирования пучков с заданным продольно-спектральным составом, а также разложения белого света по продольно-спектральным компонентам. Появление моданов позволило формировать эталонные пучки когерентного света с заданным поперечно-модовым составом и измерять парциальную мощность мод, входящих в состав освещающего пучка [1,12]. Отметим, однако, что применение моданов для управления поперечно-модовым составом излучения газовых [11], твердотельных и полупроводниковых [1] лазеров позволяет получать пучки с заданным поперечно-модовым составом на длине волны, соответствующей одной из продольных мод лазера. Появление лазеров на свободных электронах открыло возможность получения когерентных пучков на заданной длине волны [6]. Таким образом, обладая возможностью создания элементов для формирования пучков с заданным поперечно-модовым составом и используя возможности лазера на свободных электронах, можно получать пучки когерентного излучения заданного модового состава с заданной длиной волны.

В [6] приведены результаты исследования нового источника лазерного терагерцового излучения – Новосибирского лазера на свободных электронах (NovoFEL). Известны результаты исследования крем-

ниевых бинарных дифракционных линз [8,9] и делителей пучка [9] для управления лазерным терагерцовым излучением. В [10] приведены результаты исследования кремниевого бинарного дифракционного фокусатора, предназначенного для фокусировки Гауссова пучка терагерцового лазера в квадрат с равномерным распределением интенсивности. В работе [13] приведены результаты формирования оптических вихрей терагерцового диапазона с помощью спиральной полимерной пластинки. В работе [14] приводятся первые результаты исследования бинарных кремниевых элементов, предназначенных для формирования одномодовых пучков (были выбраны моды Гаусса – Эрмита (1,0), Гаусса – Эрмита (1,1) и Гаусса – Лагерра (2,2)) из освещающего пучка лазера на свободных электронах.

Для изготовления ДОО в [14] были использованы подложки оптического качества из кремния HRFZ-Si с двухсторонней полировкой диаметром 30 мм и 38 мм и толщиной 1 мм. Получение бинарного микрорельефа высотой 29,1 мкм на поверхности подложки производилось с помощью реактивно-ионного травления кремния (РИТ). Была использована технология формирования бинарного микрорельефа на поверхности кремниевой пластины, ранее использованная в [8,9] для изготовления бинарных дифракционных линз и делителей пучка терагерцового диапазона. Реактивно-ионное травление поверхности кремния осуществлялось с помощью установки ЭТНА-100-ПТ (производство компании НТ-МДТ, г. Зеленоград).

В качестве фазовых функций бинарных элементов выбирались фазовые портреты формируемых Гауссовых мод. Ранее в [1] было показано, что в случае формирования из освещающего Гауссова пучка Гауссовых мод низкого порядка с помощью чисто фазового элемента целесообразно выбирать в качестве фазовой функции бинарного элемента фазовый портрет формируемой моды, так как в этом случае, несмотря на воздействие только на фазу освещающего пучка, парциальная мощность формируемой моды в пучке после элемента будет составлять свыше 70 %. Шум, возникновение которого связано с разницей между распределением интенсивности освещающего пучка и распределением интенсивности в сечении формируемой моды, приходится большей частью на моды высокого порядка. Так как моды более высоких порядков обладают более высокой расходимостью [1,12], формируемый пучок близок к одномодовому.

Были рассчитаны и изготовлены элементы, предназначенные для формирования мод Гаусса–Эрмита (1,0), Гаусса–Эрмита (1,1) и Гаусса–Лагерра (2,2) со следующими параметрами: рабочая длина волны – 141 мкм, апертура – 30 мм (для моды Гаусса–Эрмита (1,0)), 38 мм (для моды Гаусса–Лагерра (2,2) и моды Гаусса–Эрмита (1,1)), радиус модового пучка формируемой моды Гаусса–Лагерра (2,2) – 5 мм, шаг дискретизации выбирался равным 25×25 мкм и 50×50 мкм. Рассчитанные бинарные фазовые функции элементов приведены на рис. 2.14.

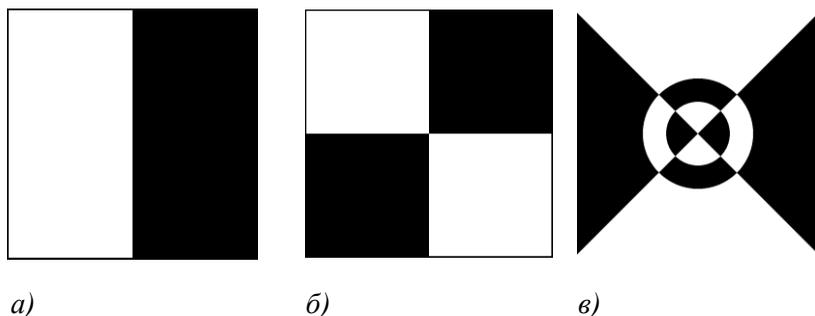


Рис. 2.14. Фазовые функции элементов (белый цвет соответствует значению фазы π , черный цвет -0), формирующих модовые пучки а) Гаусса–Эрмита (1,0), б) Гаусса–Эрмита (1,1) и в) Гаусса–Лагерра (2,2)

Расчетная высота бинарного микрорельефа определялась по формуле [1]

$$h = \lambda \sqrt{n-1}, \quad (1)$$

где n – показатель преломления кремния ($n = 3,42$), и составляла $h = 29,1$ мкм. Контроль геометрических параметров получаемых ДОО осуществлялся методами интерферометрии белого света с помощью интерферометра WLI-DMR (производство Института Фраунгофера, г. Йена, Германия) и средствами растровой электронной микроскопии с помощью электронного микроскопа Quanta-200 (FEI). Фотография изготовленного элемента, предназначенного для формирования моды Гаусса–Лагерра (2,2), приведена на рис. 2.15.

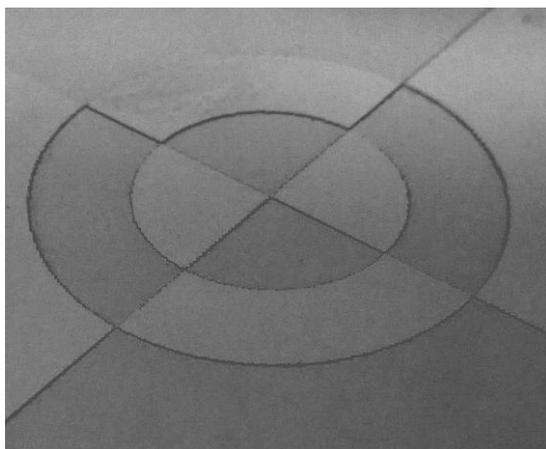


Рис. 2.15. Фотография изготовленного элемента для формирования моды Гаусса–Лагерра (2,2)

Интерферометрия использовалась как экспресс-средство контроля глубины протравы и качества дна (рис. 2.16). Электронная микроскопия использовалась для оценки качества стенок, дна и определения геометрических размеров получаемых элементов микрорельефа.

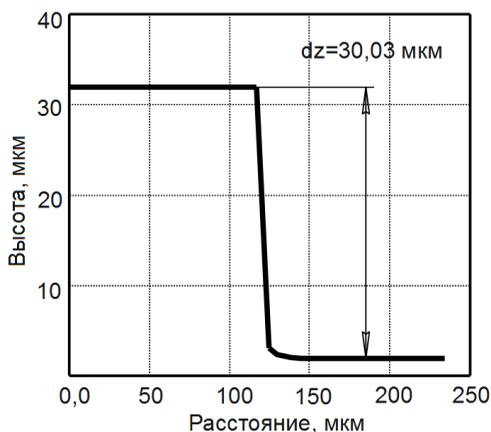


Рис. 2.16. Профилограмма изготовленного микрорельефа (стрелкой показана высота рельефа)

Оптические характеристики изготовленного ДОЭ были исследованы на одной из рабочих станций Новосибирского лазера на свободных электронах (ЛСЭ). Оптическая схема, использованная для измерения распределения интенсивности в различных плоскостях, приведена на рис. 2.17. Исходный лазерный пучок имел гауссовское распределение интенсивности. Средняя мощность излучения в экспериментах составляла десятки Ватт. Эксперименты были проведены при длине волны излучения ЛСЭ $\lambda = 141$ мкм. Прошедшее сквозь элемент излучение фокусировалось с помощью ТРХ (полимер Poly (4-methyl pentene-1)) линзы с $f = 200$ мм и регистрировалось с помощью матричного болометрического приемника размером 320×240 элементов [15], перемещающегося вдоль оптической оси.

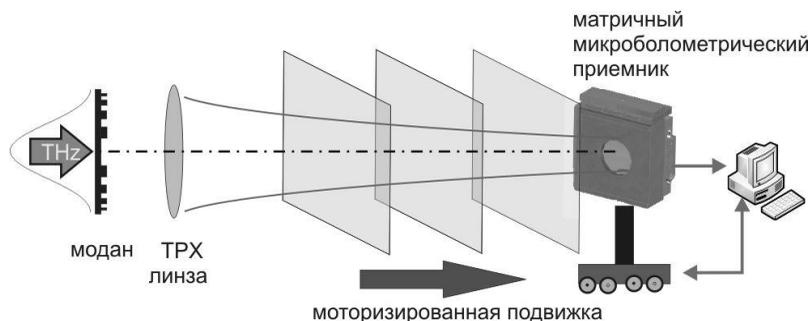


Рис. 2.17. Оптическая схема эксперимента по измерению распределения интенсивности в сечении сформированного пучка

Для исследования фазовой структуры сформированных модовых пучков использовалась оптическая схема, приведенная на рис. 2.18. Модан был установлен в одно из плеч интерферометра Маха – Цендера. Для записи интерферограмм использовалась комбинация термочувствительного люминесцентного экрана (ТЧЛЭ) из набора экранов Macken Instruments, Inc и камеры видимого диапазона. Люминесцентный экран, освещаемый ртутной лампой, люминесцировал в оранжевой области спектра. Падающее терагерцовое излучение нагревало экспонируемые области экрана, и интенсивность люминесценции в нагретых областях падала пропорционально росту локальной температуры. Люминесцентный экран имеет относительно низкую чувствительность к терагерцовому излучению, но размер экрана 76×76 мм позволяет записать полную дифракционную картину.

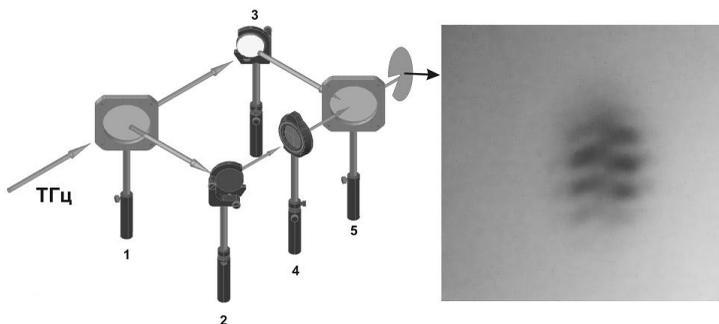


Рис.2.18. Оптическая схема эксперимента по исследованию фазы сформированных модовых пучков методом интерферометрии (1,5 – пленочные делители пучка из полипропилена, 2,3 – зеркала, 4 – модан)

Интерферограмма получена с помощью ТЧЛЭ и фотокамеры.

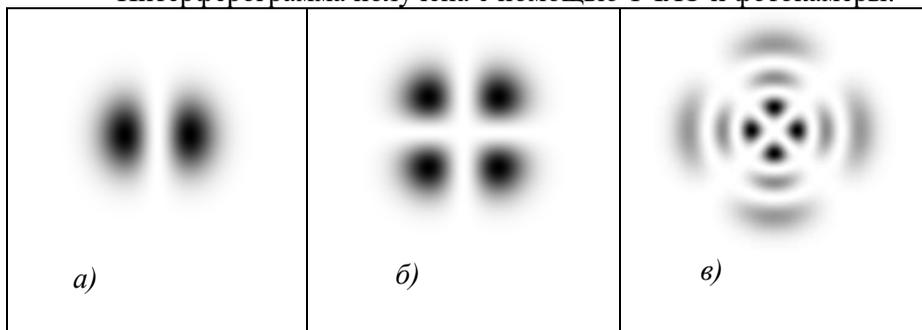


Рис.2.19. Эталонные распределения интенсивности мод а) Гаусса–Эрмита (0,1), б) Гаусса–Эрмита (1,1) и в) Гаусса–Лагерра (2,2)

Эталонные распределения формируемых мод представлены на рис. 2.19. Результаты измерений распределений интенсивности мод Гаусса–Эрмита (1,1) и Гаусса–Лагерра (2,2), проведённых по схеме на рис. 2.17 для расстояний между исследуемым элементом и приемником, соответствующих: а) 80 мм, б) 84 мм, в) 88 мм, г) 92 мм, д) 96 мм, е) 100 мм, представлены на рис. 2.20 и рис. 2.21. В экспериментах использовался Гауссов пучок с модовым радиусом около 10 мм. Расчетные распределения интенсивности в соответствующих сечениях пучка, полученного освещением бинарного модана исходным Гауссовым пучком лазера с плоским волновым фронтом, представлены на рис. 2.22–2.23.

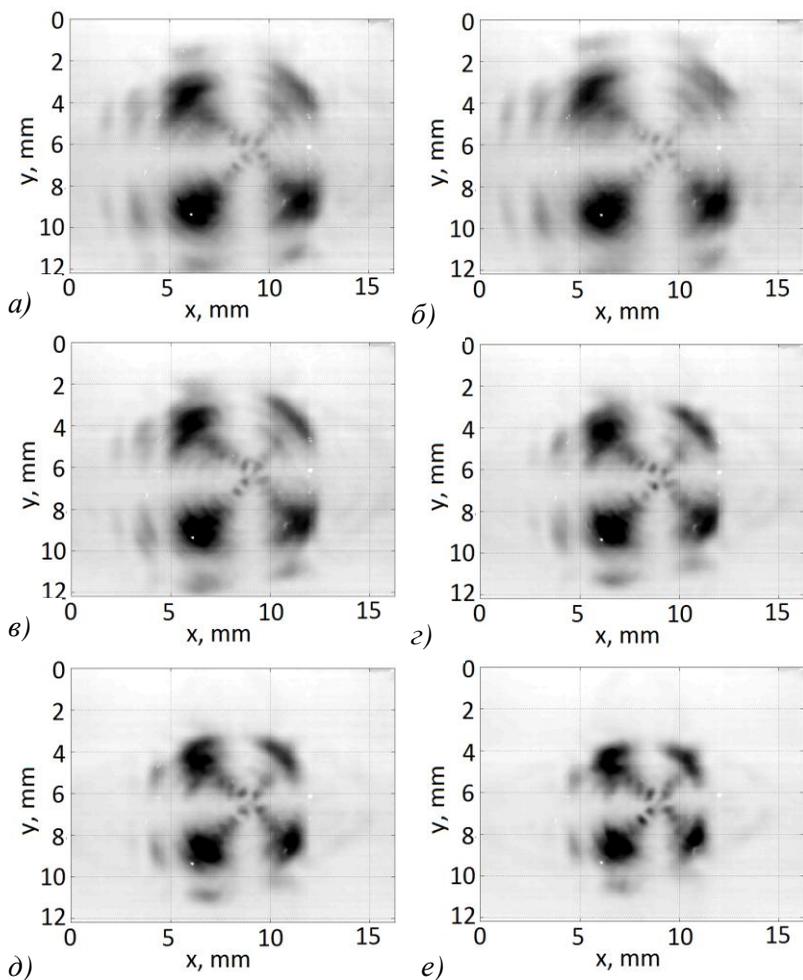


Рис.2.20. Измеренное распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса–Эрмита (1,1) в плоскостях, отстоящих от элемента на расстояние а) 80 мм, б) 84 мм, в) 88 мм, г) 92 мм, д) 96 мм, е) 100 мм

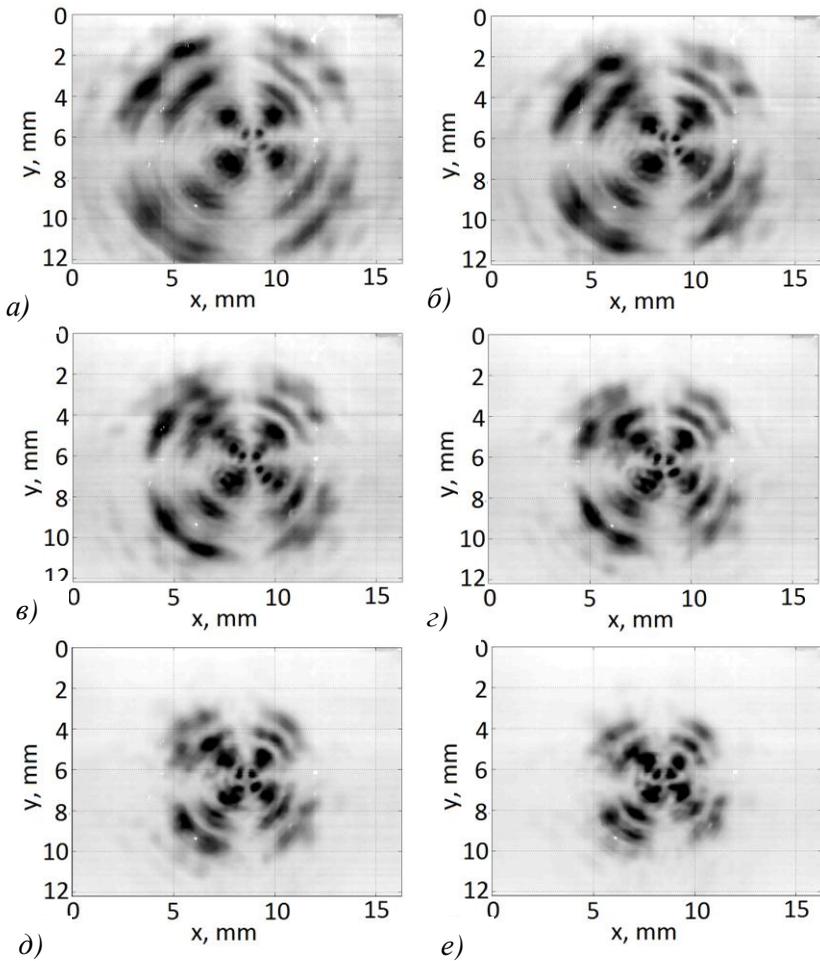


Рис.2.21. Измеренное распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса–Лагерра (2,2) в плоскостях, отстоящих от элемента на расстоянии а) 80 мм, б) 84 мм, в) 88 мм, г) 92 мм, д) 96 мм, е) 100 мм

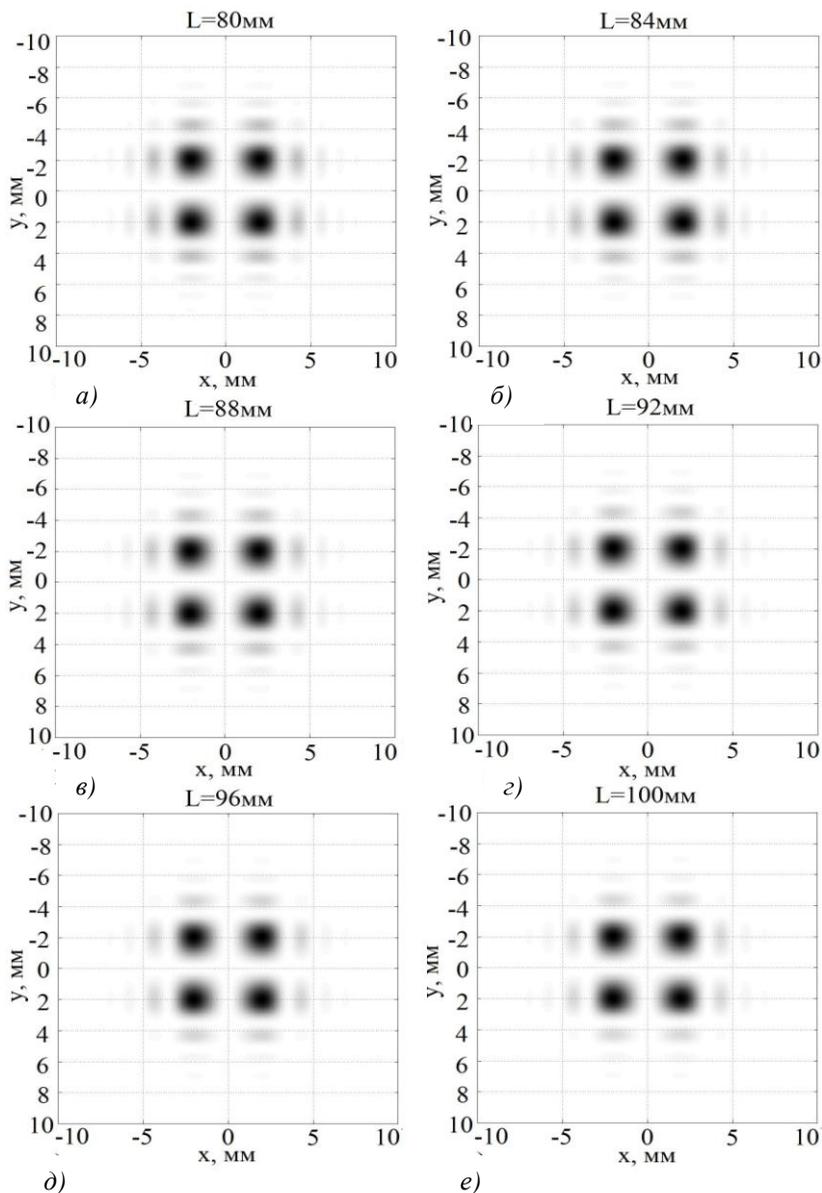


Рис.2.22. Расчетное распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса-Эрмита (1,1) в плоскостях, отстоящих от элемента на расстояния а) 80 мм, б) 84 мм, в) 88 мм, г) 92 мм, д) 96 мм, е) 100 мм

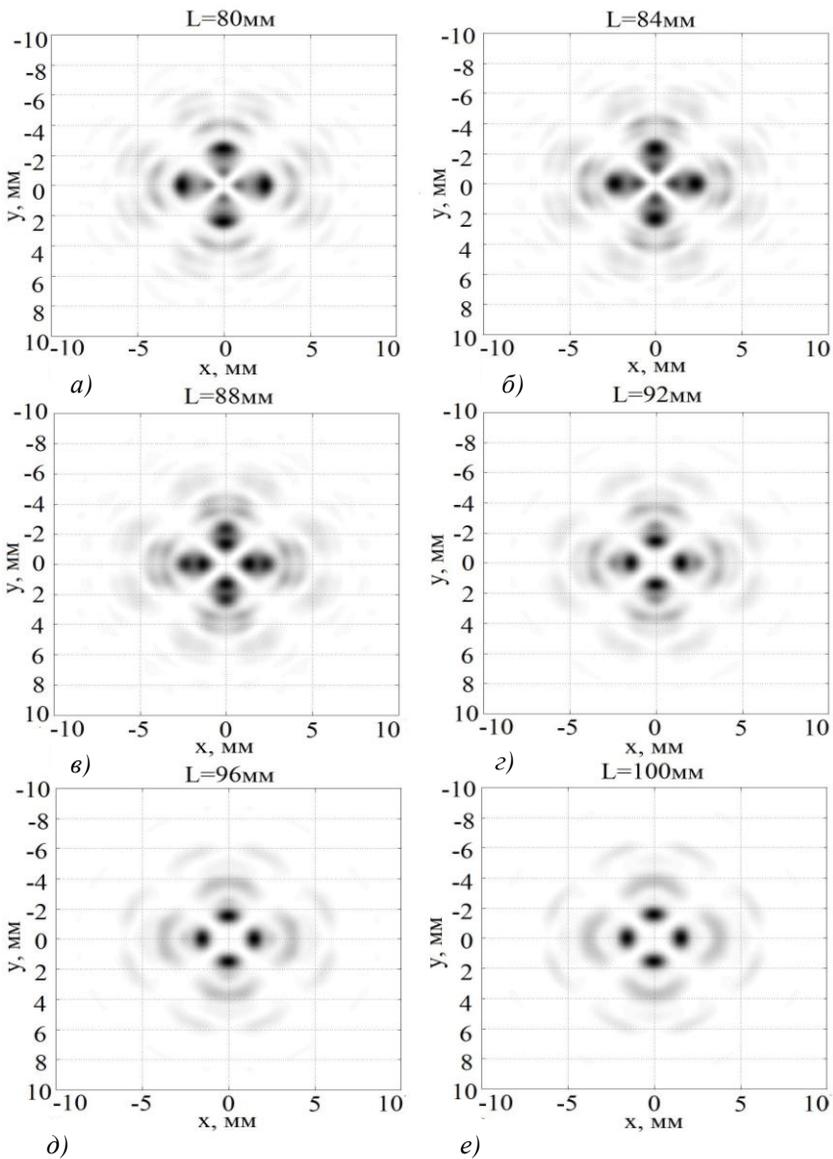


Рис.2.23. Расчетное распределение интенсивности сформированного одномодового пучка Гаусса–Лагерра (2,2) в плоскостях, отстоящих от элемента на расстоянии а) 80 мм, б) 84 мм, в) 88 мм, г) 92 мм, д) 96 мм, е) 100 мм

На рис. 2.24 приведены результаты исследования фазовой структуры одномодового пучка Гаусса–Эрмита (1,0), сформированного с помощью элемента с фазовой функцией рис. 2.14а. Сдвиг полос на интерферограмме (рис. 2.24в) соответствует фазовому сдвигу между двумя «долями» (рис. 2.19а) в сечении моды Гаусса–Эрмита (1,0) на величину, близкую к π .

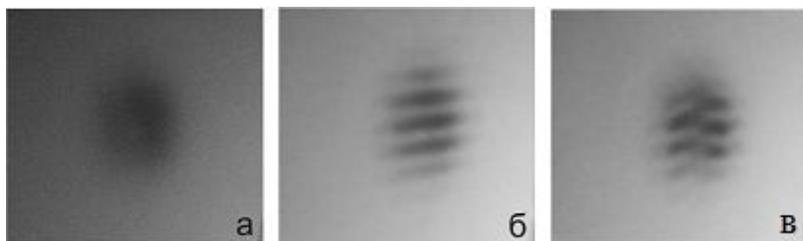


Рис. 2.24. Результаты исследования фазовой структуры сформированного одномодового пучка: а – опорный пучок, б – интерференция двух Гауссовых пучков, в – интерференция Гауссова пучка и одномодового пучка Гаусса–Эрмита (1,0)

Результаты эксперимента демонстрируют сохранение амплитудно-фазовой структуры сформированных пучков при их распространении в пространстве и качественно соответствуют результатам численного моделирования. Имеющиеся отличия от расчетных распределений объясняются, по-видимому, отличиями освещающего пучка в плоскости установки элемента от плоского Гауссова пучка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изготовлены и исследованы элементы микрооптики инфракрасного и терагерцового диапазонов для решения задач мониторинга, лазерных технологий и проведения фундаментальных исследований.

Исследованы различные технологии формирования дифракционного микрорельефа на подложках из поликристаллических материалов – высокоомном кремнии, поликристаллических алмазных пленках, а также на поверхности полимерных подложек.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дифракционная компьютерная оптика [Текст] / В.А. Соифер, Д.Л. Головашкин, Л.Л. Досколович, Н.Л. Казанский, В.В. Котляр, В.С. Павельев, Р.В. Скиданов, С.Н. Хонина. – М.: Физматлит, 2007. – 736 с.
2. Алмазная дифракционная оптика для мощных СО₂-лазеров [Текст] / В.В. Кононенко, В.И. Конов, В.С. Павельев, С.М. Пименов, А.М. Прохоров, В.А. Соифер // Квантовая электроника, 1999. – Т. 26. – № 1. – С. 9-10.
3. Synthesis of diamond diffractive optical elements for IR laser beam focusing [Text] / V.S. Pavelyev, V.A. Soifer, N.L. Kazanskiy, A.V. Volkov, G.F. Kostyuk, V.V. Kononenko, V.I. Konov, S.M. Pimenov, M.S. Komlenok, M. Duparre, B. Luedge, M. Berger. – Proc. SPIE, 2005. – V. 5965. – P. 214-224.
4. Diffractive Microoptics for Technological IR-Lasers [Text] / V.S. Pavelyev, V.A. Soifer, V.I. Konov, V.V. Kononenko, A.V. Volkov // Encyclopedia of Laser Research, Ed. Jillian R. McDonald, Nova Science Publishers, Inc., New-York, 2012.
5. Formation of antireflective surface structures on diamond films by laser patterning [Text] / T.V. Kononenko, V.V. Kononenko, V.I. Konov, S.M. Pimenov, S.V. Garnov, A.V. Tishchenko, A.M. Prokhorov, A.V. Khomich // Appl. Phys. A. 1999. –V. 68. – N 1. – P. 99-102.
6. Novosibirsk terahertz free electron laser: instrumentation development and experimental achievements [Text] / В.А. Кныазев, G.N. Kulipanov, N.A. Vinokurov // Measur. Sci. Techn. – 2010. – Т. 21. – P. 13.
7. Запись и восстановление голограмм амплитудных объектов в терагерцовом диапазоне [Текст] / Ю. Ю. Чопорова, М. Г. Власенко, В. В. Герасимов, Т. Н. Иргалин, Б. А. Князев, В. С. Черкасский // Известия вузов. Радиофизика. – 2011. – Т.54. – №8-9. – С. 649-655.

8. Дифракционные линзы для мощных пучков терагерцового излучения [Текст] / А.Н. Агафонов, М.Г. Власенко, Б.О. Володкин, В.В. Герасимов, А.К. Кавеев, Б.А. Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, И.Г. Пальчикова, В.А. Сойфер, М.Ф. Ступак, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // Известия Российской академии наук, серия физическая. – 2013. – Т 77. – № 9. С.1330-1332.

9. Кремниевые дифракционные оптические элементы для мощного монохроматического излучения [Текст] / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, А.К. Кавеев, Б.А. Князев, Г.И. Кропотов, В.С. Павельев, В.А. Сойфер, К.Н. Тукмаков, Е.В. Цыганкова, Ю.Ю. Чопорова // Автометрия. – 2013. – Т 49. – № 2. – С. 98-105.

10. Кремниевая оптика для фокусировки лазерного излучения терагерцового диапазона в заданные двумерные области [Текст] / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, С.Г. Волоотовский, А.К. Кавеев, Б.А. Князев, Г.И. Кропотов, К.Н. Тукмаков, В.С. Павельев, Е.В. Цыганкова, Д.И. Цыпишка, Ю.Ю. Чопорова // Компьютерная оптика. – 2013. – Т 37. – № 4. – С. 464-470.

11. Фазовые пространственные фильтры, согласованные с поперечными модами [Текст] / М.А. Голуб, С.В. Карпеев, Н.Л. Казанский, А.В. Мирзов, И.Н. Сисакян, В.А. Сойфер, Г.В. Уваров // Квантовая электроника. – 1988. – Т.15. № 3. – С.617-618.

12. Laser beam mode selection by computer generated holograms [Text] / V.A. Soifer, M.A. Golub. – CRC Press, 1994.

13. Direct observation of the topological charge of a terahertz vortex beam generated by a Tsurupica spiral phase plate [Text] / K. Miyamoto, K. Suizu, T. Akiba, T. Omatsu // Appl. Phys. Lett. – 2014. – 104. – P. 261104.

14. Управление поперечно-модовым составом терагерцового лазерного излучения с помощью элементов бинарной кремниевой оптики [Текст] / А.Н. Агафонов, Б.О. Володкин, А.К. Кавеев, Б.А. Князев,

Г.И. Кропотов, К.Н. Тукмаков, В.С. Павельев, Ю.Ю. Чопорова // Компьютерная оптика. – 2014. – Т. 38. – № 4. – С. 763-769.

15. Imaging with a 90 frames/s microbolometer focal plane array and high-power terahertz free electron laser [Text] / M.A. Dem'yanenko, D.G. Esaev, B.A. Knyazev, G.N. Kulipanov, N.A. Vinokurov // Appl. Phys. Lett. – 2008. – Vol. 92. – P. 131116.

Учебное издание

*Павельев Владимир Сергеевич,
Володкин Борис Олегович,
Сойфер Виктор Александрович*

**МИКРООПТИКА ИНФРАКРАСНОГО
И ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНОВ**

Учебное пособие

Редактор Ю.Н. Литвинова
Верстка Т.С. Зинкина

Подписано в печать 17.10.2016. Формат 60×84 1/16.
Бумага офсетная. Печать офсетная. Печ. л. 4,0.
Тираж 100 экз. Заказ № . Арт. 67 /2016.

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«САМАРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ имени академика С.П. КОРОЛЕВА»
(Самарский университет)
443086, Самара, Московское шоссе, 34.

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

ДЛЯ ЗАМЕТОК