

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
НАУКИ ИНСТИТУТ АВТОМАТИКИ И ЭЛЕКТРОМЕТРИИ
СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ
РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Корольков Виктор Павлович

**ЛАЗЕРНЫЕ ЛИТОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ И ТЕХНОЛОГИИ
СИНТЕЗА РЕЛЬЕФНО-ФАЗОВЫХ ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ**

Специальность 01.04.05

Оптика

Диссертация на соискание ученой степени
доктора технических наук

Новосибирск 2013

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	5
1. ЛАЗЕРНЫЕ ЛИТОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С КРУГОВЫМ СКАНИРОВАНИЕМ	28
1.1. Измерение и коррекция траектории движения лазерного пучка в круговых записывающих системах	43
1.1.1. Методы измерения биений шпинделя	45
1.1.2. Фотоэлектрический метод измерения траектории движения пучка с поворотом подложки	49
1.1.3. Коррекция траектории движения записывающего пучка.	56
1.2. Поиск центра вращения заготовки с фоточувствительным материалом	60
1.3. Система управления мощностью записывающего лазерного пучка	66
1.3.1. Управление мощностью пучка с отдельной модуляцией по угловой и радиальной координате	69
1.3.2. Метод инкрементной записи РОЭ	75
1.3.4. Инкрементный цифро-аналоговый привод модулятора	77
1.3.5. КЛЗС с двумя записывающими лазерами	82
1.3.6. КЛЗС с полностью мобильным оптическим каналом	88
1.3.7. КЛЗС с двумя записывающими лазерами	96
1.4. Методы управления локальной экспозицией фоторезиста при записи на КЛЗС	104
1.5. Выводы к главе 1	127
2. МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ ПОЛУТОНОВОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЗАПИСИ	129
2.1. Исследование полутоновой лазерной записи на пленках аморфного кремния	129
2.1.1. Получение пленок a-Si	130
2.1.2. Методика экспериментов	131
2.1.3. Результаты экспериментов для пленок различных типов	132
2.1.4. Обсуждение механизма записи на пленках a-Si	145
2.1.5. Особенности записи ПФ на пленках a-Si	148
2.2. Исследование применения поверхностно-модифицированных LDW- стекло для лазерной записи	153
2.2.1. Технология изготовления LDW-стекло	153
2.2.2. Воздействие сканирующего лазерного пучка на LDW-стекло	154
2.2.3. Жидкостное травление LDW-стекло	156

2.2.4.	Влияние градиента мощности на характеристическую кривую... для LDW-стекол.....	158
2.2.5.	Влияние скорости сканирования на полутонную запись	165
2.2.6.	Многопроходная запись.....	172
2.2.7.	Пространственное разрешение.....	173
2.3.	Особенности режима записи ПФ на КЛЗС.....	178
2.3.1.	Тестирование полутонного материала.	178
2.3.2.	Устранение эффекта оконтуривания	180
2.3.3.	Изготовление фотошаблонов РОЭ с произвольной микроструктурой.....	189
2.2.	Выводы к главе 2.....	194
3.	МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДОО С КУСОЧНО-НЕПРЕРЫВНЫМ МИКРОРЕЛЬЕФОМ	196
3.1.	Технология прямой лазерной записи на фоторезисте и ее моделирование	196
3.2.	Оптимизация шага сканирования и размера пятна	203
3.3.	Использование высоких порядков дифракции при расчете ДОО	205
3.4.	Индивидуальная пиксельная оптимизация	207
3.5.	Метод приграничной оптимизации (ZBO)	208
3.5.1	Экспериментальная проверка метода ZBO.....	214
3.5.2	СПФ для сочетания непрерывной и пошаговой записи	220
3.5.3	Особенности применения ZBO к записи двумерных ДОО	222
3.6.	Метод оптимизированной двойной записи	223
3.7.	Применение приграничной оптимизации к полутонной фотолитографии с растриванным ПФ	229
3.8.	Обсуждение результатов для оптимизации экспозиции.....	234
3.9.	Метод контурной маски	235
3.9.1.	Оптимизированный метод контурной маски.....	237
3.9.2.	Оптимизация параметров технологического процесса с контурной маской	238
3.9.3.	Упрощенная экспериментальная проверка ОМКМ	241
3.9.4.	Влияние ошибок процесса изготовления	242
3.9.5.	Ошибка ширины линий контурной маски	243
3.9.6.	Погрешность совмещения.	244
3.9.7.	Ошибка глубины травления	246
3.10.	Сравнение различных методов увеличения дифракционной эффективности	249

3.11. Выводы к Главе 3	255
ГЛАВА 4. КОНТРОЛЬ РОЭ	257
4.1. Методы аппроксимации микрорельефа	260
4.2. Определение аппроксимированной глубины	263
4.3. Сравнение методов определения аппроксимированной глубины	264
4.4. Метод «лестницы»	268
4.5. Унификация подходов к оптимизации и метрологической характеризации ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом	270
4.6. Оценка ДОЭ по профилометрическим данным	274
4.7. Обсуждение методов характеристики	275
4.8. Результаты к Главе 4	277
ГЛАВА 5. ПРИМЕНЕНИЕ РАЗРАБОТАННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И СИСТЕМ ДЛЯ СИНТЕЗА РОЭ	278
5.1. Изготовление осесимметричных высокоэффективных ДОЭ	278
5.2. Бифокальные дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы	286
5.3. Синтез микролинзовых растров для задач метрологии	298
5.4. Запись оригиналов защитных голограмм с псевдообъемными элементами на установке CLWS-300IAE	302
5.5. Корректоры искажений волнового фронта в активных элементах лазеров	308
5.6. Выводы к главе 5	316
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	317
СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ	321
ЛИТЕРАТУРА	325
ПРИЛОЖЕНИЕ А. АКТЫ ВНЕДРЕНИЯ	348

ВВЕДЕНИЕ

Во многих отраслях промышленности, особенно, таких как производство оптических систем [1,2,3], лазерная обработка материалов [4], оптическая связь [5], измерительная техника [6, 7], светотехника [8,9], биомедицина [10], производство оптико-электронных приборов двойного назначения [11] находят широкое применение дифракционные и микрооптические элементы, имеющие гладкий, кусочно-непрерывный или ступенчатый поверхностный рельеф с глубиной до нескольких микрометров. Базой для этих приложений стали теоретические труды российских оптиков [12,13,14,15,16,17], во многом предвосхитивших будущий взрывной рост интереса к дифракционным оптическим элементам (ДОЭ), компьютерно-синтезированным голограммам, микрооптическим элементам и фазовым модуляторам. Общность технологических задач и их решений, возникающих при синтезе дифракционных и микрооптических элементов с поверхностным многоуровневым микрорельефом, позволяет объединить их в общий класс рельефно-фазовых оптических элементов (РОЭ). В зависимости от выполняемого преобразования оптического излучения они могут рассчитываться на основе законов дифракции или рефракции, но на определенном этапе компьютерного синтеза они все подвергаются дискретизации и представляются как многоуровневые. Дальнейшее развитие оптической промышленности, оптоэлектронного и лазерного приборостроения в немалой степени связано с практическим использованием таких многоуровневых РОЭ.

Развитие технологий и систем для синтеза РОЭ стимулируется в настоящее время не только научными приложениями, но и потребностями высокотехнологичных отраслей промышленности. При этом упор в новых разработках делается на повышение производительности и точности процессов синтеза, а также на развитие новых методов контроля адекватных особенностям микрорельефа РОЭ. Во многом новые технологии производства РОЭ базируются на достижениях бурно развивающейся электронной

промышленности. Фотолитографическая технология с применением бинарных [18,19,20], растровых и полутоновых фотошаблонов [21] стала многообещающим направлением в развитии технологии массового производства РОЭ. Полутоновые фотошаблоны (ПФ) позволяют изготавливать элементы большого размера с помощью экономически эффективной контактной фотолитографии. В связи с этим, актуальной является разработка технологий записи ПФ на лазерных литографических системах с применением материалов, изменяющих коэффициент пропускания при нагреве лазерным излучением.

Элементы дифракционной оптики были впервые изготовлены с использованием бинарных фотолитографических масок в начале 1970-х годов [22]. Чуть позже во второй половине 1970-х и в начале 80-х были продемонстрированы прямые сканирующие методы записи дифракционных структур [23,24,25]. Таким образом, исторически первой технологией для промышленного производства высокоэффективных дифракционных оптических элементов (ДОЭ) с переменным периодом дифракционных зон и ступенчатым микрорельефом стала контактная фотолитография с использованием комплекта бинарных (то есть имеющих два уровня пропускания) фотошаблонов (Рис. 1, а). Согласно этому методу рисунок каждого фотошаблона, состоящий из прозрачных и непрозрачных участков, последовательно переносится на оптическую подложку, покрытую пленкой фоторезиста или фоторезиста поверх пленки хрома, и затем через созданную маску травится рельеф на поверхности подложки на определенную глубину. Выбор между чисто фоторезистным покрытием и покрытием фоторезист/хром производится исходя из способа травления подложки [26,27]. Учет специфики дифракционных оптических элементов позволил в 1980-годах разработать метод, позволивший при использовании N фотошаблонов сформировать 2^N фазовых уровней [28,29,30]. Термин «бинарная оптика», употребленный в работе [28], дал название целому классу многоуровневых ДОЭ, изготавливаемых с помощью одного или нескольких фотошаблонов и имеющих ступенчатый многоуровневый рельеф.

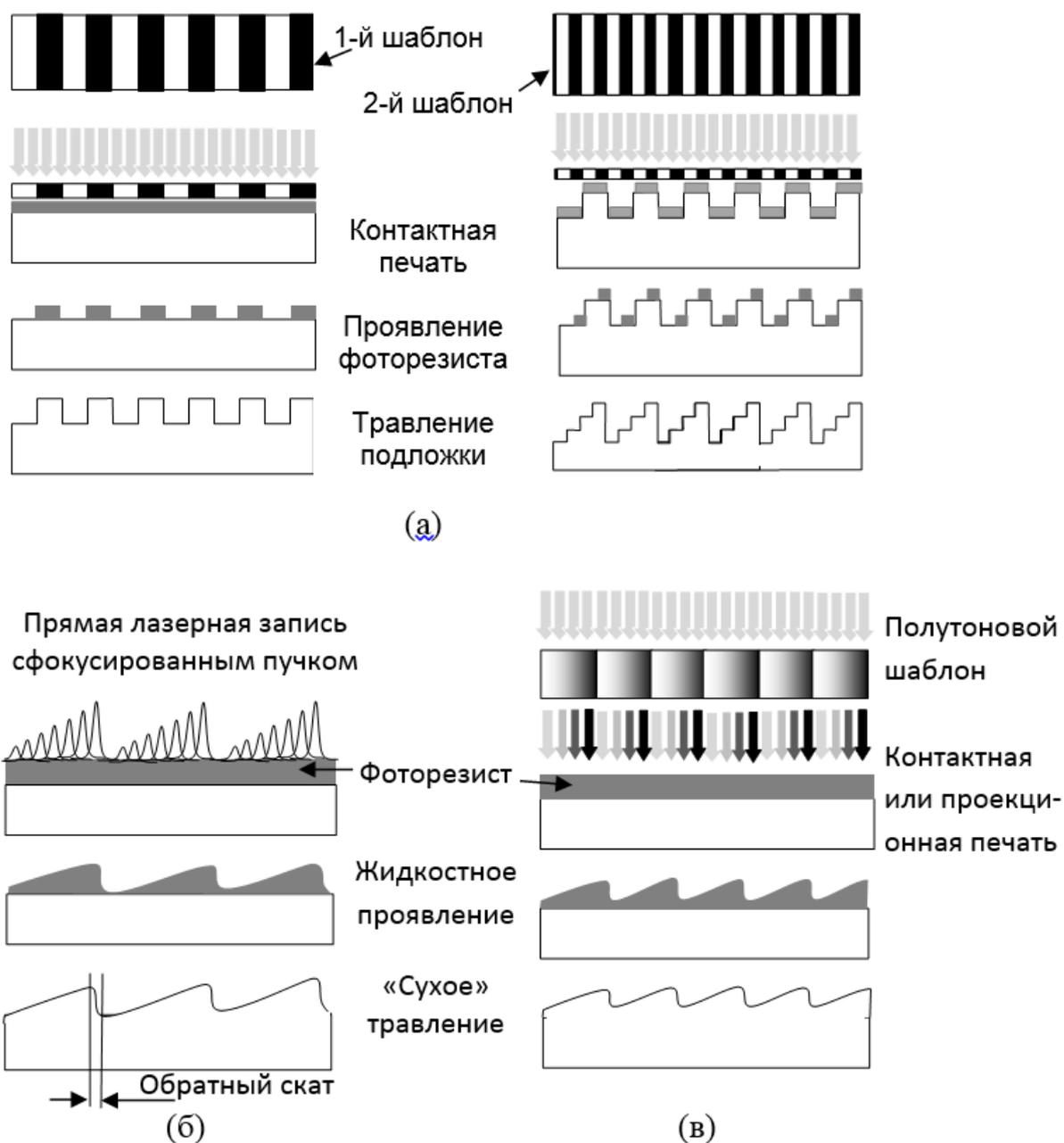


Рис. 1. Базовые способы формирования многоуровневого и кусочно-непрерывного рельефа: а - многоуровневая фотолитографическая технология, б – прямая лазерная запись, в – полутоновая фотолитография.

Даже при высокой точности изготовления отдельных фотошаблонов, многоуровневая фотолитографическая технология на основе комплекта совмещаемых бинарных шаблонов не позволяет изготавливать дифракционные элементы с узкими дифракционными зонами из-за конечной точности совмещения очередного фотошаблона и фазовой микроструктуры, созданной на предыдущем этапе. Таким образом, происходит накопление ошибок при

повторении операций совмещения фотошаблонов и экспонирования фоторезиста [30].

С появлением He-Cd и Ar⁺ лазеров, генерирующих излучение в области чувствительности фоторезистных рельефообразующих материалов, начали развиваться лазерные литографические технологии записи рельефно-фазовых оптических элементов дифракционной оптики и микрооптики [31,32] путем цифро-аналогового управления интенсивностью записывающего лазерного пучка синхронно с его пошаговым или непрерывным перемещением (сканированием) по поверхности фоточувствительной пленки (Рис. 1, б). Такой метод стали называть прямой лазерной записью (ПЛЗ). Необходимо отметить, что первые эксперименты по записи кусочно-непрерывного дифракционного рельефа «с блеском» были сделаны еще с помощью He-Ne лазеров в ИАиЭ СО РАН на пленках халькогенидов [33] в конце 70-х годов. Важной особенностью технологии прямой лазерной записи по фоторезисту с многоуровневой экспозиции является то, что рельеф, рассчитываемый компьютером как ступенчатый с дискретными уровнями для каждого элементарного пиксела распределения фазы ДОЭ, формируется как непрерывный из-за эффекта сглаживания рельефа, вызванного гауссовым распределением интенсивности в записывающем пучке. Поскольку в рельефе высокоэффективного дифракционной структуры, показанной на Рис. 1, б, присутствуют скачки фазового рельефа на границах зон, то такой рельеф в российской научной литературе называют часто кусочно-непрерывным [34], хотя в англоязычной литературе он называется “continuous relief”.

Чуть позже в конце 1980-х годов появилась технология алмазного точения осесимметричных ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом [35], берущая свое начало с технологии нарезки первых дифракционных решеток с блеском, предложенной Вудом в 1910 году. С тех пор разработка новых технологий изготовления ДОЭ, позволяющих получить высокую дифракционную эффективность при изготовлении элементов на механически и химически

стойких материалах, является одним из самых критических направлений развития прикладной дифракционной оптики. До сих пор массовое применение находят, как правило, только недолговечные, но дешевые пластмассовые элементы. Внедрение дифракционной оптики в области, требующие долговременного использования в сложных условиях (большие перепады температур, влажность, высокая интенсивность лазерного излучения), ставит проблему разработки экономически эффективных методов получения трехмерного многоуровневого фазового рельефа на поверхности таких оптических материалов как плавленый кварц. Для формирования рельефа на нем, как правило, используют сочетание различных технологий – экспонирование фоторезиста с переменной по поверхности плотности поглощенной энергии и последующий перенос рельефа в материал подложки с помощью «сухого» процесса (Рис. 1, б и в) – реактивного ионного травления (РИТ).

В последние годы активно применяются аналоговые фотолитографические технологии на основе растровых фотошаблонов [36]. Фоторастровая технология использует, как правило, проекционную печать с уменьшением в связи с необходимостью пространственной фильтрации несущей частоты растрового фотошаблона. Такая фильтрация принципиально ограничивает пространственное разрешение фоторастровой технологии. Но возможность использовать стандартное оборудование, разработанное для микроэлектронной промышленности, делает этот метод одним из самых популярных в настоящее время для мелкосерийного производства небольших РОЭ на кварцевых и кремниевых подложках.

Методы прямой лазерной записи на фоторезисте основаны на использовании лазерных литографических систем, использующих сканирование сфокусированного пучка по поверхности подложки, покрытой слоем фоторезиста. Рельеф, сформированный в фоторезисте, можно переносить реактивным ионным травлением только один раз в плавленый кварц или

кремний, а для каждого последующего элемента необходимо повторять дорогостоящий процесс записи. Поэтому ПЛЗ используют, как правило, для мелкосерийного производства высококачественных РОЭ большой площади, которые данным методом могут формироваться за относительно короткое время (по отношению ко времени записи на электронном литографе) и с минимальными искажениями.

Последняя причина очень важна для достижения высокой эффективности и высокой точности ДОЭ [37]. Кроме этого ПЛЗ активно используется для записи оригиналов ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом и микрооптических элементов (микролинзовых растров и иные комбинации на одной подложке различного типа рельефно-фазовых оптических элементов с размером от единиц до сотен микрометров), которые затем тиражируются методами гальванопластики [38] и репликации на поверхность полимеров. С оригинала, полученного прямой записью сфокусированным пучком, снимается никелевая копия, которая затем тиражируется в любых количествах методами, применяемыми для производства CD/DVD дисков: фотополимеризации, инъекционного литья под давлением и т.д. [39]. Такая технологическая цепочка стала базовой для массового промышленного изготовления ДОЭ. Но ее конечным продуктом являются, как правило, недолговечные элементы из полимерных материалов. Хотя необходимо отметить, что к настоящему времени создана технология горячей формовки дифракционного рельефа в стекло [40], но эта технология не пригодна для высокоточных элементов.

В силу пока еще небольшого объема рынка РОЭ специализированные для их синтеза сканирующие лазерные системы не выпускаются компаниями, производящими оборудование для лазерной микрообработки и микроэлектроники. Поэтому технология прямой лазерной записи РОЭ пока доступна только немногим компаниям и научно-исследовательским институтам [41].

Фотолитографическая технология с применением полутонных (с переменной оптической плотностью, а не растрованных) фотошаблонов может стать многообещающим направлением в развитии технологии массового производства (Рис. 1, в). В полутонных шаблонах (ПШ) коэффициент пропускания меняется плавно или ступенчато по заданному закону в требуемом для фотолитографического процесса диапазоне. Полутонная технология позволяет применить как высокоразрешающую проекционную печать с уменьшением, так и многократную контактную печать без зазора (в отличие от фоторастрового метода). С помощью контактной печати можно изготавливать рельефно-фазовые оптические элементы существенно большего размера, чем при проекционной печати. Проблема состоит в том, как и на каком материале, изготовить полутонный фотошаблон. Хорошо известная фотографическая эмульсия с галогенидами серебра, хотя и применяется иногда для этой цели [42], но все-таки не подходит для большинства задач в силу не высокой прочности и эффекта усадки при двухстадийной жидкостной обработке, снижающей точность изготовления. НЕBS-стекла (производства Canyon Materials, Inc) применяются для изготовления полутонных фотошаблонов на электронно-лучевых генераторах изображений (ЭЛГИ) [43,44]. Однако этот подход обладает рядом недостатков. Запись фотошаблонов большого размера на ЭЛГИ это весьма дорогостоящий и длительный процесс. К тому же электронно-лучевая запись на НЕBS-стеклах имеет принципиально ограниченное пространственное разрешение, обусловленное рассеянием электронов в толстом (≥ 1 мкм) приповерхностном слое, обогащенном ионами серебра.

Лазерные литографические системы экономически более эффективны, чем электронно-лучевые, и фотометрирование в них осуществить гораздо легче. Технология прямой лазерной записи многоуровневых фазовых и амплитудных дифракционных элементов существенно отличается от технологии лазерной записи бинарных фотошаблонов и ДОЭ на пленках хрома [45,46] с последующим формированием фазовых структур с помощью реактивного ионного травления

[47]. Во-первых, при записи на оптически плотных металлических слоях практически отсутствует эффект обратной связи, а во-вторых, характеристика кусочно-непрерывного изменения коэффициента пропускания или глубины рельефа существенно более трудная задача, чем контроль бинарных амплитудных фотошаблонов или бинарных фазовых ДОЭ [48]. В связи с этим, актуальной является разработка технологий записи ПШ на лазерных литографических системах с применением материалов, изменяющих коэффициент пропускания при нагреве лазерным излучением и остающихся стабильными под воздействием ультрафиолетового излучения при фотолитографическом тиражировании фазовых микроструктур в фоторезисте.

Выбор технологий и материалов для лазерной записи дифракционных оптических элементов во многом определяется конструкцией используемой записывающей системы. Описанные в литературе сканирующие лазерные литографические системы (СЛЛС) для синтеза дифракционных и микрооптических элементов можно разделить на две основные группы: X-Y системы с базовой линейной траекторией движения пучка [49,50,51] и круговые лазерные записывающие системы (КЛЗС) [32,52,53,54,55,56,57,58]. Главные различия этих двух групп следующие:

- Диапазон линейной скорости сканирования изменяется в очень широком диапазоне в КЛЗС и остается практически постоянным в X-Y системах. В КЛЗС достигается высокая скорость записи благодаря непрерывному сканированию по угловой координате. Линейная скорость записывающего пучка может достигать десятков метров в секунду для больших элементов. Это позволяет изготавливать ДОЭ большой площади за короткое время, что, приводит к уменьшению вероятности возникновения ошибок и затрат на изготовление. КЛЗС являются универсальным и гибким инструментом для лазерной микротехнологии изготовления дифракционной оптики и микрооптики. Они используют непрерывное вращение подложки с регистрирующим материалом, установленной на планшайбе, при пошаговом

или непрерывном радиальном перемещении сфокусированного лазерного пучка. Фотошаблоны и рельефно-фазовые оптические элементы заданной конфигурации получаются путем модуляции пучка в соответствии с данными, подготовленными управляющим компьютером для текущей угловой и радиальной координат.

- Формат данных для записи заданной микроструктуры представлен в различных системах координат. Графические форматы данных, включающие элементы сжатия информации, основаны, как правило, на описании изображения через простейшие универсальные элементы, наиболее просто и компактно описываемые в выбранной системе координат. Элементы первичного изображения в полярных координатах - это круги и дуги. Запись в полярных координатах резко уменьшает количество данных для осесимметричных ДОЭ (дифракционные линзы, аксиконы) за счет преобразования двумерных массивов, данных в одномерные. В Декартовой системе координат простейшими элементами являются линии и прямоугольники. Упомянутые выше элементы записываются с минимальными ошибками дискретизации на устройствах с подходящей системой сканирования. Наиболее часто ДОЭ с криволинейными дифракционными зонами в электронно-лучевых или лазерных литографических системах, работающих в прямоугольной системе координат, представляется набором элементарных изображений - прямоугольников, ориентированных вдоль двух фиксированных ортогональных осей. Это приводит к рассеянию света на вершинах прямоугольников и появлению дополнительных паразитных дифракционных порядков при непрямолинейной форме зон, и как следствие - шумов в формируемом изображении. Такие системы оптимальны для изготовления линейных решеток, цилиндрических одномерных и двумерных линз. Для РОЭ с произвольной микроструктурой шумы дискретизации практически не зависят от метода сканирования.

- Еще одним отличием КЛЗС является то, что на них относительно легко реализуется запись ДОЭ на выпуклых или вогнутых поверхностях вращения.

Хотя КЛЗС является по совокупности параметров наиболее точным и универсальным инструментом для синтеза ДОЭ, за рубежом промышленно производятся только лазерные литографические системы, работающие в декартовой системе координат. Это связано с тем, что основными потребителями для них являются не производители дифракционной оптики, а производители микросхем. При анализе и разработке методов записи дифракционных структур необходимо учитывать особенности применения к обеим группам устройств.

Несмотря на упомянутые выше различия оба типа СЛЛС имеют и общие черты. Например, сканирование записывающего пучка производится вдоль элементарных траекторий определенного типа. Необходимо заметить, что далее мы рассматриваем только однолучевые системы лазерной записи пучка, как наиболее подходящие для сложных 3D структур дифракционной оптики. Это связано с тем, что в многолучевых системах всегда присутствует паразитная взаимная модуляция между различными ячейками многоканальных модуляторов, которая весьма нежелательна для формирования кусочно-непрерывного рельефа высокоэффективных ДОЭ. Кроме этого, передача большого объема информации для нескольких треков, записываемых многоканальным модулятором одновременно, весьма сложная техническая задача при записи ДОЭ с высокой пространственной частотой структуры.

Типичные варианты траекторий сканирования при одноточечной записи показаны на Рис. 2. Круговые системы записи часто используют вариант (а) в виде непрерывного движения по спирали или пошагового радиального сканирования по кольцевым траекториям. Вариант (б) с дефлектором по одной координате используется, чтобы ускорить запись при низкой скорости вращения тяжелых больших подложек [56]. Самый простой вариант для x-y сканирующих систем [49, 51], показан на Рис. 2,в. Однако он редко используется из-за низкой скорости перемещения массивного механического стола. Более сложные

системы сканирования содержат одно- [50] или двух- [59] координатные дефлекторы. Варианты (г) и (д) отличаются характером движения (пошаговый - (г), и непрерывный - (д)) при механическом сканировании в горизонтальном направлении на рисунке. Изображение делится на квадратные сегменты при использовании дефлектора с двумя координатами (Рис. 2, е). Каждый сегмент экспонируется без механического движения х-у стола, что приводит к увеличению скорости записи. Несомненный недостаток этого варианта - трудность правильной стыковки сегментов. Это особенно заметно при записи при изготовлении многоуровневых РОЭ. Варианты (б) и (д) не могут использоваться для изготовления ПШ и записи на фоторезисте, потому что интервал между смежными проходами пучка не постоянен из-за близкой к синусоидальной форме траектории. Кроме этого линейная скорость пучка также не постоянна. Это приводит к модуляции поглощенной энергии экспозиции и, соответственно, к паразитной модуляции рельефа.

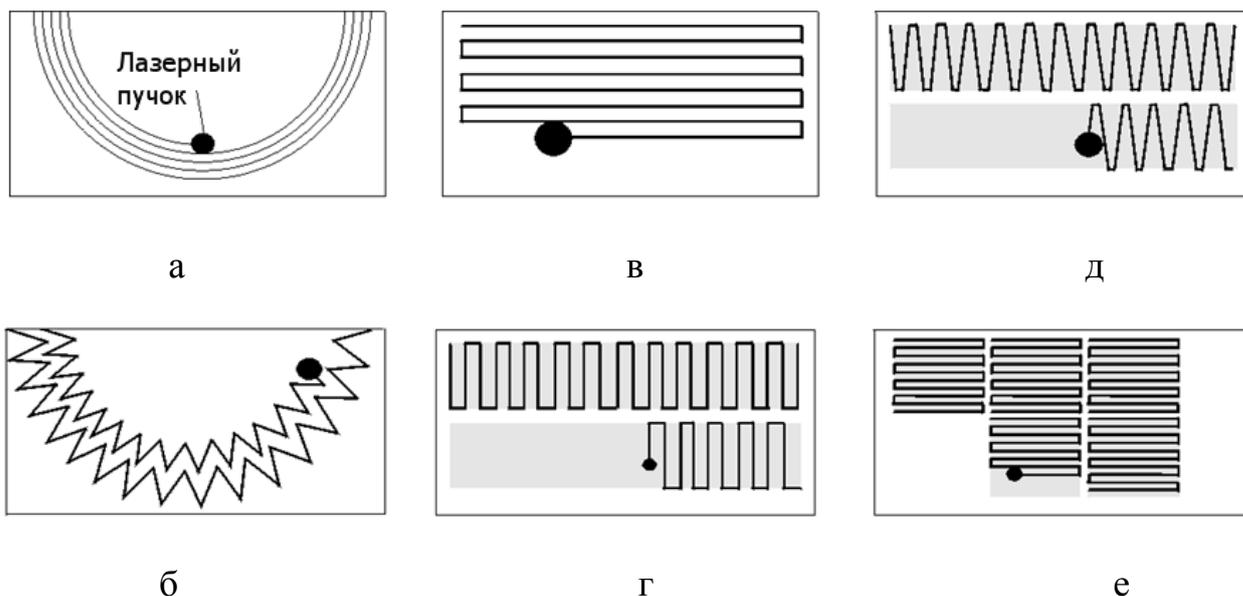


Рис. 2. Различные варианты лазерной сканирующей записи.

Рассматривая траекторию пучка на малом участке, где искривление круговой траектории пренебрежимо мало, видно, что варианты сканирования (а), (в), (г), и (е) не отличаются локально. На участках переезда на следующий трек лазерный пучок обычно выключается. Таким образом, изображение создается

непрерывным движением лазерного пучка по одной координате и перекрытием смежных следов пучка по другой координате. Поэтому возможно выбрать общий класс требований и проблем. Их решения применимы и к системам, работающим в полярных координатах, и X-Y системам. Технологии записи и связанные с ними проблемы с точки зрения физики также весьма схожи для всех рассмотренных типов СЛЛС, поэтому технологические решения, разработанные и апробированные для КЛЗС, актуальны, как правило, и для систем, использующих разные варианты линейного сканирования. Тем не менее у систем записи с круговым сканированием существует принципиальная особенность, связанная с изменением линейной скорости сканирования пропорционально радиальной координаты в диапазоне, как правило превышающем 1:100000. Это существенно осложняет подбор режимов записи не только на фоточувствительных материалах, но и на термочувствительных. При прямой записи на фоторезисте динамический диапазон модуляции мощности записывающего пучка должен компенсировать изменение линейной скорости и при этом обеспечивать на каждом радиусе локальный диапазон изменения экспозиции 1:100 для записи трехмерной рельефно-фазовой структуры дифракционного или микрооптического элемента. Суммарный динамический диапазон изменения интенсивности не может быть достигнут даже при использовании двух акустооптических модуляторов. Поэтому разработка метода управления интенсивностью записывающего пучка в круговой лазерной записывающей системе, обеспечивающего формирование заданного распределения поглощенной энергии с динамическим диапазоном изменения не менее чем 1:100 в диапазоне изменения линейной скорости сканирования пучка не менее чем 1:100000, является актуальной задачей.

Как следует из вышесказанного применение КЛЗС и лазерных литографических технологий является оптимальным при синтезе высокоточных рельефно-фазовых оптических элементов для задач приборостроения и оптического контроля [60]. Однако, для повышения точности прямой лазерной

записи актуальной является задача разработки специальных процедур коррекции траектории движения записывающего пучка, для того чтобы он двигался именно по тем траекториям, вдоль которых был произведен расчет фазы оптического элемента.

Методы прямой лазерной записи на фоторезисте, фотолитографические методы с растровыми или полутонными шаблонами позволяют избавиться от многочисленных операций совмещения фотошаблона и сформированного на предыдущем шаге микрорельефа, требующихся для многошаблонной фотолитографической технологии (Рис. 1, а). Однако при их реализации необходимо использовать слабоконтрастные фоторезисты и проявители, чтобы получить достаточно линейную зависимость толщины проявленного слоя фоторезиста от экспозиции. Возможность получения такой характеристической кривой является важным фактором при практической реализации ПЛЗ и полутонных фотолитографических технологий. Она упрощает моделирование, потому что образование рельефа при линейном фотопроцессе может быть вполне адекватно описано через свертку расчетного распределения фазы с распределением интенсивности света [61] в записывающем пучке. Свертка приводит к сглаживанию воздействия распределения плотности поглощенной энергии и, соответственно, формы профиля после проявления резиста. Такие искажения дифракционного рельефа, называемые далее обратными скатами (в литературе встречается также термин «мертвые зоны»), происходят в большей или меньшей степени для всех методов изготовления. Обратные скаты микрорельефа (Рис. 1, б) приводят к снижению эффективности дифракции. Эта проблема может быть частично решена на первый взгляд простым способом – уменьшением диаметра записывающего пучка - за счет увеличения апертуры объектива или уменьшения длины волны. Однако это приведет к обратно пропорциональному увеличению времени записи РОЭ и к росту неровности микрорельефа, если повышение разрешающей способности не сопровождается пропорциональным снижением погрешностей позиционирования лазерного

пучка. Известен иной путь частичной коррекции профиля, сглаженный в результате свертки с распределением интенсивности записывающего пучка и использования низкоконтрастного процесса формирования рельефа. Он основан на оптимизации данных для записи путем перераспределения поглощенной энергии между пикселями в расчетной микроструктуре ДОЭ [62,63,64]. Из-за того, что известные методы оптимизации привязаны к конкретной 3-D микроструктуре и требуют сложных и длительных итеративных расчетов для каждого ДОЭ, их применение в реальном производстве становится трудно осуществимым. Поэтому разработка новых методов оптимизации формируемого микрорельефа, в том числе с использованием дополнительных технологических процессов, является весьма актуальными для увеличения энергетической эффективности многоуровневых РОЭ и повышения производительности процесса их синтеза.

Ускоренное внедрение в народное хозяйство современных лазерных литографических систем и технологий синтеза РОЭ является актуальным для повышения конкурентоспособности ряда направлений оптического приборостроения, производства лазерной техники и медицинской промышленности. Чтобы разрабатываемые технологии и системы быстрее внедрялись в производство, необходимо доказывать их эффективность на конкретных практических задачах штучного и мелкосерийного производства. Поэтому анализ особенностей конкретных применений является важной и необходимой составляющей прикладных исследований в технических науках, зачастую приводящей к усовершенствованию разработанных методов и систем.

Целью работы является разработка прецизионных лазерных литографических систем с круговым сканированием аналогово и импульсно модулированного сфокусированного лазерного пучка, а также методов синтеза на их основе многоуровневых РОЭ с повышенной энергетической эффективностью преобразования распределения интенсивности и/или формы волнового фронта оптического излучения.

Для достижения поставленной цели необходимо решить **следующие основные задачи:**

- Разработать принципы построения лазерных литографических систем с круговым сканированием сфокусированного излучения и методы управления его интенсивностью для формирования РОЭ и ПФ на основе фото- и термочувствительных материалов в поле диаметром свыше 250 мм, обеспечивающие управление экспозицией по угловой координате с диапазоном модуляции не менее чем 1:100 и компенсацию изменения линейной скорости сканирования в диапазоне более чем 1:10⁵;
- разработать методы прецизионной коррекции траектории движения записывающего пучка по вращающейся заготовке в лазерных литографических системах с круговым сканированием;
- исследовать термочувствительные материалы с коэффициентом пропускания, изменяющимся под действием лазерного излучения, и разработать методы записи на них ПФ для синтеза РОЭ.
- разработать и исследовать методы синтеза РОЭ с оптимизацией параметров технологических процессов для увеличения энергетической эффективности преобразования распределения интенсивности и/или формы волнового фронта оптического излучения, в том числе для конкретных практических задач метрологии, офтальмологии и лазерной техники.
- разработать методы контроля РОЭ, учитывающие специфику их микрорельефа, и дающие характеристики, слабо зависящие от типа профилометра.

Научная новизна:

1. Разработаны и экспериментально реализованы принципы построения лазерных литографических систем с круговым сканированием сфокусированного излучения от двух источников с различными длинами волн для синтеза РОЭ и ПФ на основе фото- и термочувствительных материалов в поле диаметром свыше 250 мм, обеспечивающие управление экспозицией по

угловой координате с диапазоном модуляции не менее чем 1:100 и компенсацию изменения линейной скорости сканирования в диапазоне более чем 1:10⁵ за счет многоступенчатой аналоговой и импульсной модуляции интенсивности пучков и ее пошаговым ослаблением.

2. Для увеличения точности лазерных литографических систем с круговым сканированием предложены и экспериментально реализованы:

- метод коррекции систематических погрешностей в круговой траектории движения лазерного пучка, основанный на измерении и анализе угловой зависимости радиусов кольцевого трека на заготовке, после осесимметричного ее поворота на шпинделе к диаметрально противоположному положению относительно оси вращения;

- метод периодического измерения дрейфа центра вращения заготовки, основанный на формировании серии меток под слоем фоторезиста и последовательном измерении и анализе их положения в процессе записи элемента для периодической коррекции радиальной координаты записывающего пучка, позволивший синтезировать высокоэффективные ДОЭ с остаточной ошибкой до $\lambda/20$ (СКО).

3. Впервые обнаружены и объяснены эффекты оконтуривания и зависимости коэффициента пропускания от градиента мощности сканирующего сфокусированного лазерного пучка при его воздействии на пленки a-Si и LDW-стекла. Разработаны и экспериментально исследованы лазерные литографические технологии изготовления ПФ с диапазоном изменения коэффициента пропускания от 0,5-2% до 10-20% на пленках a-Si толщиной 100-110 нм и от 5-10% до 60% на LDW-стеклах.

4. Предложен и исследован метод увеличения дифракционной эффективности многоуровневых РОЭ, основанный на приграничной оптимизации локального распределения экспозиции при формировании их рельефа на фоторезисте. Для прямой лазерной записи метод реализуется путем встраивания универсальной ступенчатой передаточной функции в расчетные

данные для экспонирования вдоль границ дифракционных зон на участках с шириной, не превышающей удвоенный диаметр записывающего пучка, и оптимизацией от 2 до 6 параметров этой функции. Показано, что приграничная оптимизация для полутоновой растровой фотолитографии, использующая обобщенную функцию рассеяния точки для моделирования технологического процесса синтеза РОЭ и вариацию структуры фотошаблона для локального перераспределения экспозиции, позволяет увеличить дифракционную эффективность до 20% для периодов дифракционных зон до 6 мкм.

5. Исследован метод синтеза РОЭ, основанный на использовании устойчивой к ионному травлению поверхностной контурной маски, сформированной под пленкой фоторезиста вдоль границ дифракционных зон, с линиями, ширина которых увеличивается с ростом периода дифракционных зон от 0,9 до 1,8 диаметра записывающего пучка для получения максимальной дифракционной эффективности в первом порядке. По результатам численного моделирования определены допустимые погрешности совмещения маски с границами зон и глубины ионного травления через нее. Показано, что увеличение дифракционной эффективности РОЭ может достигать 18-28% по сравнению с известными методами оптимизации микрорельефа.

6. Предложен, исследован и апробирован практически не зависящий от типа профилометра метод контроля многоуровневого микрорельефа РОЭ по аппроксимированной глубине, которая определяется путем экстраполяции до границ дифракционных зон функции, аппроксимирующей форму зон между их обратными скатами, и вычислением перепада экстраполированного профиля на границе двух соседних зон или между границами одной зоны.

7. На основе лазерных литографических технологий разработаны и реализованы методы синтеза:

- кварцевых дифракционных матриц для серийного тиражирования бифокальных интраокулярных линз с микрорельефом, оптимизированным для

минимизации биологических отложений и получения одинаковой дифракционной эффективности в нулевом и первом порядках дифракции.

- конформальных корректоров для исправления искажений волнового фронта излучения мощных твердотельных лазеров, обеспечивающих остаточные статические искажения волнового фронта не более чем $\lambda/10$ (СКО).

Достоверность полученных результатов обеспечивается использованием многократно апробированных теоретических моделей и экспериментальных методов, сравнением полученных результатов с экспериментальными результатами и результатами компьютерного моделирования других авторов, а также результатами и актами внедрения созданных систем и методов.

Методология и методы исследования.

Теоретические методы основаны на скалярной теории дифракции, применении преобразования Фурье, методах статистического анализа, численных методах оптимизации, на моделировании формирования микрорельефа в фоторезисте на основе операции свертки с различными функциями, представляющими воздействие лазерного пучка и технологических процессов на фоторезист.

Экспериментальные методы основаны на методах оптической и электронной микроскопии, спектрофотометрических измерениях, фотоэлектрических методах измерений, спектроскопии комбинационного рассеяния света, на проведении экспериментов по записи тестовых РОЭ и измерении их микрорельефа и дифракционной эффективности, а также формируемого ими волнового фронта, для проверки численных и теоретических расчетов.

На защиту выносятся:

1. Лазерные литографические системы на основе прецизионного кругового сканирования сфокусированного излучения с различными длинами волн и многоступенчатой импульсной и аналоговой модуляцией его интенсивности, обеспечивают синтез многоуровневых РОЭ и ПФ диаметром более 250 мм на фото- и термочувствительных материалах.

2. Прямая лазерная запись на пленках a-Si толщиной 100-110 нм и LDW-стеклах позволяет изготавливать полутоновые фотошаблоны РОЭ с диапазоном изменения коэффициента пропускания от 0,5-2% до 10-22% для пленок a-Si и от 5-10% до 60% для LDW-стеклол.
3. Возможно увеличить дифракционную эффективность РОЭ, синтезируемых лазерной литографической технологией на фоторезисте, за счет модификации микрорельефа вдоль границ дифракционных зон на участках с шириной, не превышающей удвоенный диаметр записывающего пучка, путем приграничной оптимизации локального распределения экспозиции или путем формирования под пленкой фоторезиста на этих участках устойчивой к ионному травлению поверхностной контурной маски с шириной линий, зависящей от периода дифракционных зон.
4. Контроль многоуровневого микрорельефа РОЭ, практически не зависящий от типа профилометра, возможен по аппроксимированной глубине, которая определяется путем экстраполяции до границ дифракционных зон функции, аппроксимирующей форму зон между их обратными скатами, и вычислением перепада экстраполированного профиля на границе двух соседних зон или между границами одной зоны.
5. На основе прямой записи фотошаблонов на лазерных литографических системах с круговым сканированием, полутоновой фотолитографии и реактивного ионного травления можно синтезировать:
 - кварцевые дифракционные матрицы для серийного тиражирования бифокальных интраокулярных линз с микрорельефом, оптимизированным с целью минимизации биологических отложений и получения одинаковой дифракционной эффективности в нулевом и первом порядках дифракции.
 - конформальные корректоры искажений волнового фронта для мощных твердотельных лазеров, обеспечивающие остаточные статические искажения волнового фронта не более чем $\lambda/10$ (СКО).

Практическое значение диссертации. Полученные результаты имеют значение для ряда направлений оптических технологий. Для оптического приборостроения разработаны новые схемные решения лазерных литографических систем с круговым сканированием, обеспечивающие синтез многоуровневых РОЭ и ПФ на основе фото- и термочувствительных материалов в поле диаметром более 250мм. Разработаны методы синтеза на их основе многоуровневых РОЭ с повышенной энергетической эффективностью преобразования распределения интенсивности и/или формы волнового фронта оптического излучения, востребованных в различных отраслях промышленности. Для офтальмологии разработана и внедрена высокопроизводительная фотолитографическая технология изготовления дифракционных матриц для тиражирования бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз. Для производства лазерной техники разработана технология изготовления конформальных статических внутрирезонаторных корректоров волнового фронта для твердотельных лазеров.

Внедрение результатов работы КЛЗС, их схемные решения и технологии лазерной записи РОЭ на них переданы по контрактам в КТИ НП СО РАН (г. Новосибирск), ОАО «НПП «Геофизика-Космос», ОАО "ПО "НПЗ", Институт технической оптики Университета Штутгарта (Германия), Самарский государственный аэрокосмический университет и другие организации. Разработанная технология синтеза кварцевых дифракционных матриц реализована в производстве дифракционно-рефракционных интраокулярных линз «МИОЛ-Аккорд» с оптимизированным микрорельефом. Линзы «МИОЛ-Аккорд», выпускаемые НПП «Репер-НН» (Нижний Новгород) совместно с ЗАО «ИНТРАОЛ», прошли успешные медицинские испытания в Новосибирском филиале ГУ МНТК «Микрохирургия глаза» и используются в медицинской практике.

Связь с государственными научно-техническими программами. Работы по диссертации выполнялись по планам НИР ИАиЭ СО РАН по темам:

"Разработка и исследование новых функциональных систем и элементов когерентной и нелинейной оптики"(гос. рег. N810839026, гос. рег. N80039444); "Разработка фундаментальных проблем создания и совершенствования элементной базы квантовой электроники и перспективной оптики"(гос. рег. N 01.86.0058729); "Развитие лазерных технологий и соответствующего оборудования субмикронной точности, разработка нетрадиционных элементов фотоники и высокопрецизионных оптико-электронных измерительных систем для научных исследований и машиностроения" (гос. рег. N01.9.20000194); "Физико-технические основы 2-D и 3-D лазерных технологий (новые материалы и элементы для лазерных технологий, сверхразрешение, технологии оптической памяти, синтеза объемных моделей и изображений, микро- и наноструктурирование материалов. Развитие на их основе базовых лазерных технологий производства новых элементов, приборов и систем двойного назначения» (гос. рег. N01.9.60013066), «Оптические методы исследования и формирования твердотельных наноструктур с целью создания компонентов оптоэлектронных систем» (гос. рег. N 1201366866).

Часть работ велась в рамках междисциплинарных и интеграционных проектов СО РАН N15 (2006-2008гг.), N 55 (2009-2011гг.), N43 (2012-2014гг.), N 92 (2012-2014гг.), N3.2 (2006-2008гг.),

Апробация работы. Основные материалы, представленные в диссертации, доложены на: Международной конференции Optics'88, Будапешт, Венгрия, 1988; Международной конференции Holography-89, Варна, Болгария, 1989; Международном Симпозиуме Photonics West'97, Сан Хосе, США, 1997; Международной конференции Diffractive Optics'97, Финляндия, 1997; Международном Симпозиуме Photonics West'99, Сан Хосе, США, 1999; Международной конференции Diffractive Optics'99, Йена, Германия, 1999; Международной конференции Diffractive Optics'2000, Квебек, Канада, 2000; 46-й Ежегодной встрече общества SPIE, Сан Диего, 2001; Седьмом Международном Симпозиуме Laser Metrology Applied to Science, Industry and Everyday Life,

Новосибирск, 2002; Тематической встрече OSA "DOMO-2002", Туссон, США, 2002; VI Международной конференции "Прикладная оптика", Санкт-Петербург, 2004; Втором международном форуме Голография–экспо-2005, Москва; Тематической встрече EOS Diffractive Optics, Барселона, Испания, 2007; Международной конференции Lasers, Applications and Technologies 2007; Laser-assisted Micro- and Nanotechnologies, Минск, Беларусь; Международной конференции Optical Systems Design, Барселона, Испания, 2008; Международном симпозиуме Photonics Europe 2010, Брюссель, Бельгия; Международной конференции "Fundamentals of laser Assisted Micro-and Nanotechnologies" (FLAMN-10), Санкт Петербург, 2010; 7-ой Международной Конференции «ГОЛОЭКСПО – 2010» г. Москва, 2010; Международной конференции Practical Holography XXV: Materials and Applications, Сан-Франциско, США, 2011; XV Международной конференции "Laser Optics 2012", Санкт Петербург, 2012; Научно-технической конференции «СибОптика - 2013», Новосибирск, 2013; 3-ей Международной конференции EOS Manufacturing of Optical Components, Мюнхен, 2013.

Публикации. По результатам исследований, включенных в диссертацию, опубликовано 75 работ, в том числе: 34 статьи в рецензируемых изданиях, 1 глава в монографии, 2 статьи в сборниках научных статей, 3 патента и авторских свидетельства на изобретение, а также 35 статей в сборниках трудов конференций.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, соответствующих по тематике защищаемым положениям, и заключения, списка цитируемой литературы (223 наименования) и приложения с актами внедрения; изложена на 351 странице; включает 156 рисунков и 8 таблиц.

Личный вклад. Диссертация является обобщением исследований по развитию систем и технологий синтеза РОЭ, выполненных автором в ИАиЭ СО РАН с 1980-х годов по настоящее время. Личный вклад автора заключается в постановке, обосновании и решении задач, приведенных в диссертационной

работе, непосредственном участии в разработке систем, технологий, алгоритмов, конструкторской и эксплуатационной документации, в синтезе и контроле оптических элементов, а также в выполнении и организации экспериментов и расчетов. Синтез РОЭ и ПФ выполнялся автором лично на КЛЗС нескольких поколений, созданных при его активном участии в ИАиЭ СО РАН и КТИ НП СО РАН. Экспериментальные образцы КЛЗС в ИАиЭ СО РАН создавались коллективом сотрудников лаборатории лазерных технологий под руководством В.П. Коронкевича и позднее лаборатории дифракционной оптики под руководством А.Г. Полещука при непосредственном участии автора. КЛЗС типа CLWS-300, создаваемые по контрактам, разрабатывались совместно с сотрудниками КТИ НП СО РАН под руководством В.П. Кирьянова и позднее А.Г. Верхогляда. Разработка и реализация новых принципов построения оптических каналов на этих системах выполнена под руководством автора. Автором сформулирована задача создания расчетного и базовые алгоритмы управляющего программного обеспечения, которое реализовано под его руководством Р.К. Насыровым, Р.В. Шиманским, В.В. Черкашиным и С.В. Остапенко. Синтез растрованных фотошаблонов выполнен А.Р.Саметовым. Оптическая функция дифракционно-рефракционной интраокулярной линзы «МИОЛ-Аккорд» рассчитана Г.А. Ленковой и В.П. Коронкевичем при экспертной поддержке И.А.Искакова, под руководством которого выполнена первичная апробация этих линз в НФ МНТК «Микрохирургия глаза».

1. ЛАЗЕРНЫЕ ЛИТОГРАФИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ С КРУГОВЫМ СКАНИРОВАНИЕМ

Разработка лазерных литографических систем различного профиля ведется в ИАиЭ СО РАН, начиная с семидесятых годов прошлого века [24,65, 66] и успешно продолжается до настоящего времени [67]. Круговые лазерные записывающие системы (КЛЗС), созданные в ИАиЭ СО РАН, целенаправленно проектировались для задачи изготовления дифракционной оптики. Целевое проектирование выражалось не только в выборе наиболее подходящего для РОЭ способа сканирования, но и спецификациях узлов и программного обеспечения, вплоть до создания специального формата данных для описания дифракционных структур в полярных координатах. В результате были созданы системы, которые позволили достичь лучшего сочетания высокой точности, скорости записи и широкой функциональности в реализации разнообразных типов РОЭ по сравнению с лазерными литографическими системами, разработанными для задач микроэлектроники, но используемыми для изготовления дифракционной оптики [68], а также КЛЗС, созданных другими коллективами [53, 54, 55, 56, 69].

КЛЗС состоит из следующих основных частей (Рис. 1. 1):

- Узла вращения, состоящего из аэростатического шпинделя, планшайбы, электрического двигателя, углового датчика и электронного привода вращения;
- Узла радиального перемещения, включающего каретку на аэростатических опорах, линейный двигатель, лазерный интерферометр и привода радиального перемещения;
- Записывающего лазера;
- Канала модуляции пучка записывающего лазера, включающего один или несколько акустооптических модуляторов (АОМ) с согласующей оптикой и высокочастотными драйверами (ВЧД) АОМ, цифро-аналоговый блок

модуляции, фотоприемники калибровки пучка (ФПК) и контроля записи (ФПКЗ), а также оптическую систему доставки излучения к фокусирующему объективу;

- Узла автофокусировки (АФ) и перемещения фокусирующего объектива по вертикальной z-координате, состоящего из электродинамического актюатора, узла предварительного вывода фокусирующего объектива в область фокуса, оптоэлектронного датчика фокусировки и цифро-аналогового привода АФ;
- Управляющего компьютера;
- Комплекта блоков питания и контроллеров проверки состояния работоспособности узлов системы и блокировок.

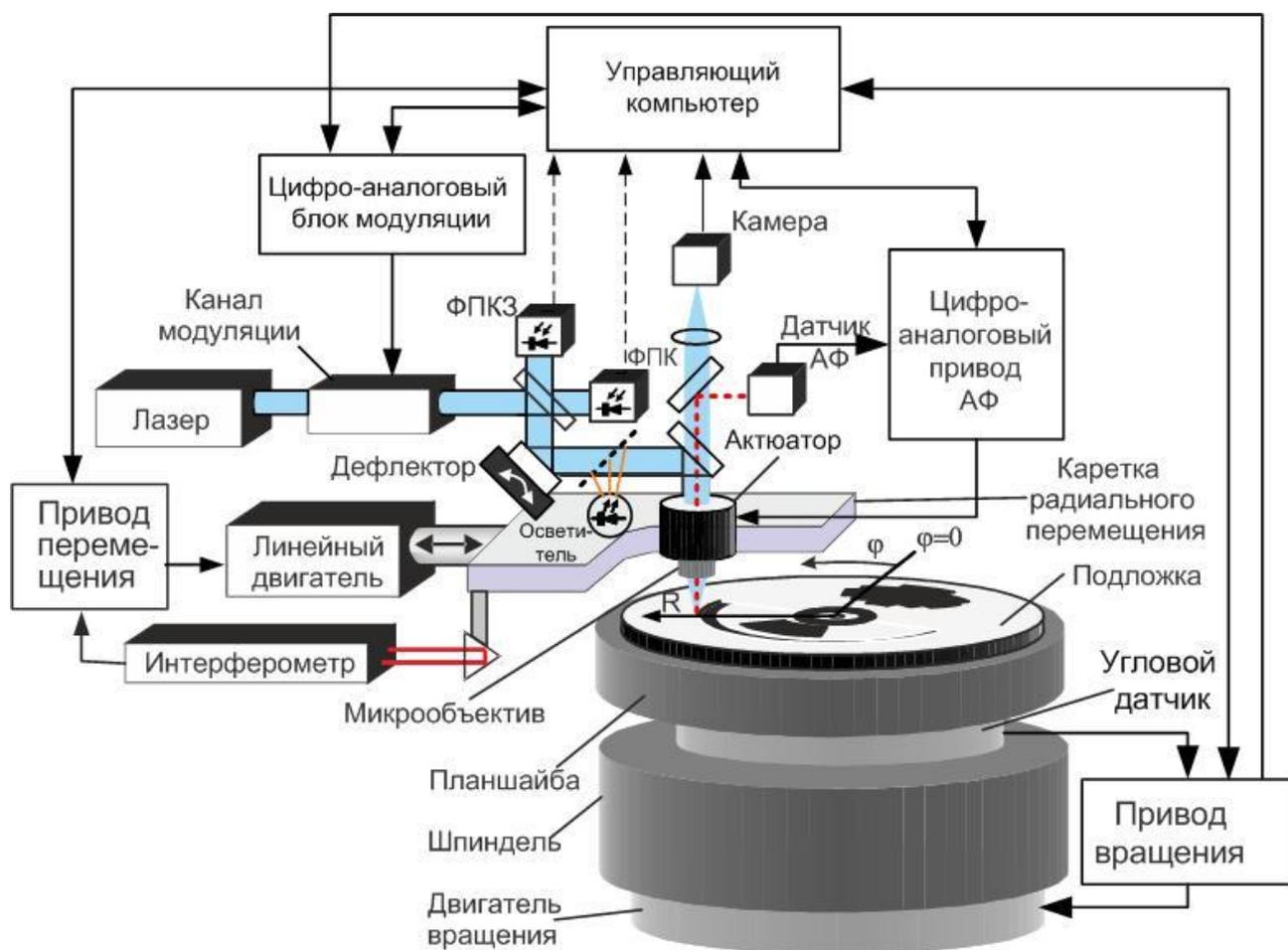


Рис. 1. 1. Упрощенная функциональная схема КЛЗС.

Эти части и их компоненты взаимодействуют в процессе записи следующим образом. Подложка, покрытая регистрирующим материалом, устанавливается на планшайбе шпинделя. Шпиндель приводится во вращение двигателем вращения,

скорость вращения которого стабилизируется приводом вращения по квадратурному импульсному сигналу с углового датчика. Количество штрихов на оборот шкалы углового датчика обычно лежит в пределах 18-36 тысяч. Погрешность положения штрихов для прецизионных шкал равна 1-2". Угловой датчик также вырабатывает сигнал начала оборота. Каретка радиального перемещения позиционирует фокусирующий объектив на заданной радиальной координате. Положение каретки отслеживается лазерным интерферометром, сигнал которого используется как сигнал обратной связи приводом перемещения для управления линейным двигателем. Дискретность считывания текущего значения радиальной координаты не превышает 1 нм.

Записывающий световой пучок, проходящий через объектив, генерируется лазером и управляется по интенсивности каналом модуляции по сигналам с цифро-аналогового блока модуляции в соответствии с расчетной микроструктурой дифракционной элемента, рассчитываемой управляющим компьютером непосредственно в процессе записи или сохраненной в файле. Кроме функции генерации управляющих сигналов для канала модуляции цифро-аналоговый блок модуляции выполняет умножение частоты синхроимпульсов с углового датчика на коэффициент, устанавливаемый в пределах 50-200 в зависимости от угловой шкалы и выбранной для записи скорости вращения шпинделя. Выбор умноженной тактовой частоты определяется максимальной скоростью передачи из компьютерной программы записи элемента в цифро-аналоговый блок модуляции, которая в свою очередь зависит от тактовой частоты шины компьютера, через которую передаются данные. В первых моделях CLWS-300 количество умноженных импульсов на оборот шпинделя (тактовая частота деленая на скорость вращения) равнялась 1200000-1600000 при скорости вращения порядка 10 об/сек. После разработки цифро-аналогового блока модуляции на PCI-шине [70] количество импульсов на оборот возросло до 3600000-4000000. При скорости вращения шпинделя 10 об/с такое количество импульсов обеспечивает дискретность задания угловой координаты,

соответствующей 100 нм при радиальной координате 63700 мкм. Этого вполне достаточно для записи РОЭ с произвольной микроструктурой на стандартных фотолитографических пластинах размером до 5-6”.

Мощность лазерного пучка перед объективом преобразуется ФПК в цифровой сигнал, который используется управляющим компьютером для калибровки процесса записи. ФПКЗ используется для измерения воздействия лазерного излучения на регистрирующий материал или измерения положения меток определения оси вращения подложки и тестовых структур.

Электродинамический дефлектор устанавливается в оптической схеме в случае, если используется шпиндель с достаточно большими биениями оси вращения. Дефлектор отклоняет записывающий пучок в радиальном направлении синхронно с вращением подложки так, чтобы скомпенсировать биение оси шпинделя.

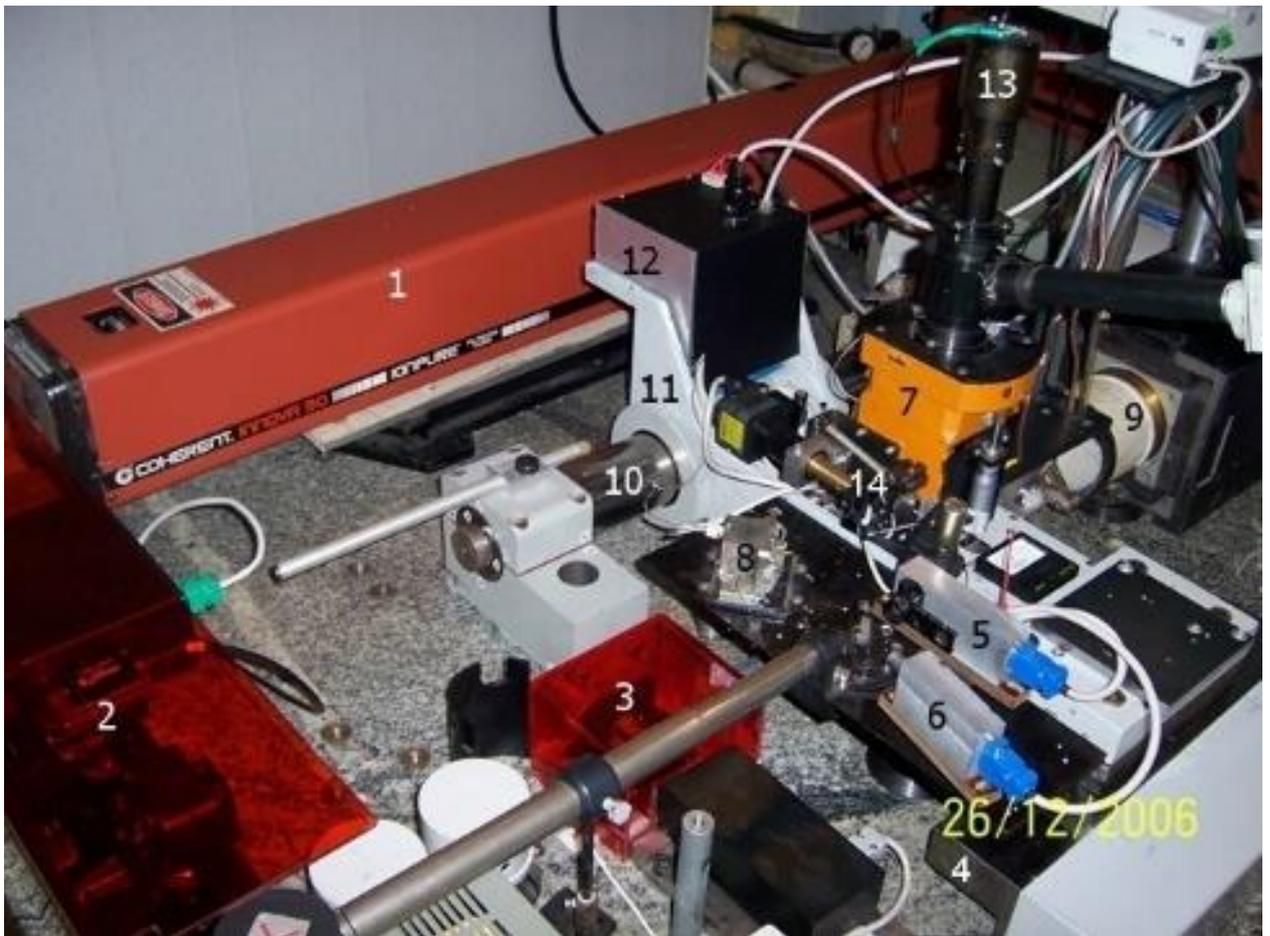
В ИАиЭ СО РАН разработано ряд записывающих систем на основе этой структуры и принципов функционирования. Экспериментальные результаты, представленные в настоящей работе, получены на системе CLWS-300IAE, разработанной в ИАиЭ СО РАН [71,72,73], и различных версиях системы CLWS-300, созданных совместными усилиями КТИ НП СО РАН и ИАиЭ СО РАН [74, 75].

В 1994 году в ИАиЭ СО РАН была закончена и пущена в эксплуатацию КЛЗС с вертикальной осью вращения шпинделя [76]. Все дальнейшие системы использовали это техническое решение. Вертикальное расположение оси аэростатического шпинделя повысило удобство при установке подложек, уменьшило усилие, требующееся для их фиксации, и ослабило требования к центровке подложек на планшайбе шпинделя. С 1994 года КЛЗС, созданная в ИАиЭ, многократно модернизировалась с целью улучшения точности, надежности и быстродействия. Далее по тексту КЛЗС, созданная в ИАиЭ СО РАН, будет именоваться CLWS-300IAE. На Рис. 1.2, а показана фотография этой системы версии 2006 года с аргоновым записывающим лазером. На Рис. 1.2,а

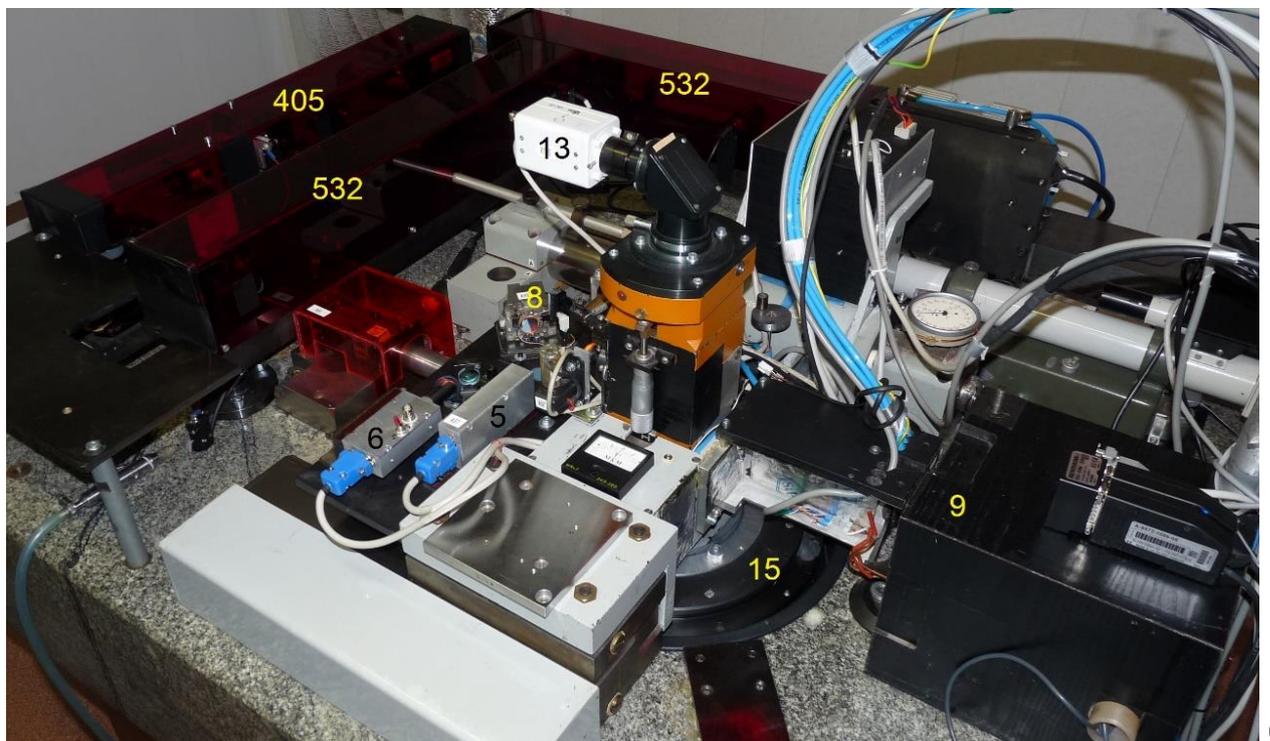
используются следующие обозначения: 1 – записывающий аргоновый лазер, 2 – канал модуляции, 3 – лазерный интерферометр, 4 – плоская направляющая для радиального перемещения, 5 – фотоприемник калибровки, 6 – фотоприёмник контроля записи, 7 – узел фокусировки и перемещения микрообъектива по вертикальной z-координате, 8 – электромагнитный дефлектор, 9 – двигатель линейного перемещения, 10 – круглая линейная направляющая, 11 – каретка радиального перемещения с аэростатическими опорами, 12 – блок управления системой автофокусировки и другими устройствами на каретке радиального перемещения, 13 – видеокамера, 14 – моторизованный привод для вывода записывающего пучка в центр вращения по оси перпендикулярной радиальному перемещению, 15 – планшайба шпинделя.

На Рис. 1.2, б показана фотография CLWS-300IAE версии 2013 года с двумя записывающими лазерами – твердотельным с длиной волны 532нм и диодным с длиной волны 405 нм. Надписи «532» и «405» обозначают оптические каналы модуляции в соответствии с длиной волны. В CLWS-300IAE последней версии используется лазерный интерферометр RLE-10-SX-CX фирмы RENISHAW.

Кроме новых записывающих лазеров и интерферометра системы различаются шпиндельным узлом. В последней версии системы применен аэростатический шпиндель 4R фирмы Professional Instruments (ранее использовался шпиндель производства завода «Красный пролетарий») и угловой датчик SIGNUM со шкалой RESM, двумя считывающими головками SR и интерфейсом Si производства компании Renishaw (ранее использовался датчик собственной разработки) с системной угловой точностью 1.1".



а



б

Рис. 1.2. CLWS-300IAE образца 2006 г. (а) и 2013 года (б).

Технические характеристики последней версии системы CLWS-300IAE приведены в таблице 1.1.

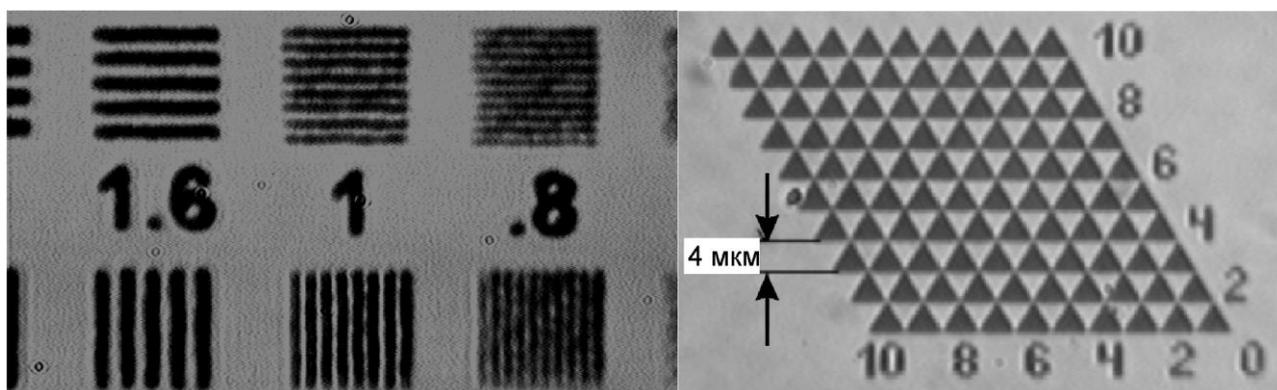
Таблица 1.1. Параметры CLWS-300IAE образца 2013 г.

• Максимальный диаметр заготовки, мм	285
• Толщина подложки, мм	1 – 25
• Диаметр записывающего пучка (FWHM), мкм	0,7
• Скорость вращения подложки, об/мин	300 – 900
• Точность позиционирования по радиусу, нм	20
• Точность определения угла поворота, угл. сек.	1.5
• Число синхроимпульсов угловой координаты	1 600 000-4 000 000

Компоновка системы 1994 года стала базовой также и для заказных версий, разработанных совместно ИАиЭ СО РАН и КТИ НП СО РАН. Эти уникальные системы выпускаются под маркой CLWS-300 и не имеют аналогов, как в России, так и за рубежом. В настоящее время они работают в ряде научных и производственных организаций России, Китая и Европы [77,78].

Возможности последнего поколения записывающих систем иллюстрируют микрофотографии на Рис. 1.3 тестовой миры (а) с периодом линий 1,6, 1,0 и 0,8 мкм и тестовой структуры (б) с высотой треугольников 4 мкм. Они показывают, что при круговой развертке минимальные размеры формируемых фрагментов произвольных структур могут иметь размер порядка диаметра записывающего пятна, равного в данном случае 0,7 мкм. Запись велась по термохимической технологии [45] на пленке хрома, напыленной на стеклянную подложку. Нониусные тесты на Рис. 1.3 на величину дискретности адресации по угловой координате (в) и по радиальной координате (г) были записаны на CLWS-300 с УФ-лазером (разработанной для Харбинского университета технологии) по термоструктурной технологии на пленке аморфного кремния, позволяющей визуализировать запись без химического

проявления и обладающей пространственным разрешением до 2000 мм⁻¹ [79]. Подробнее эта технология будет рассмотрена в следующей главе. Две части каждой нониусной шкалы были записаны в 2 этапа, чтобы продемонстрировать стабильность системы.

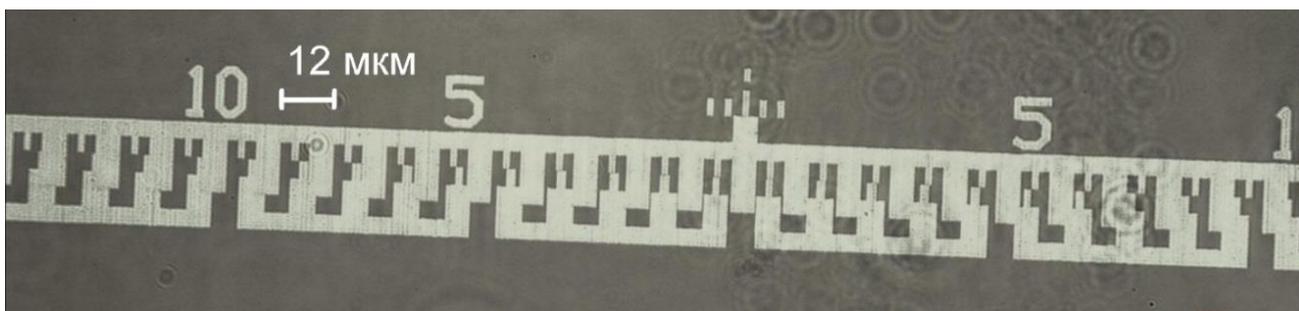


а

б



в



г

Рис. 1.3. Тестовые изображения, иллюстрирующие пространственное разрешение КЛЗС.

В таблице 1.2 сведены диапазон параметров и характерные особенности круговых лазерных записывающих систем, разработанных и поставленных КТИ

НП СО РАН и ИАиЭ СО РАН по заказу российских и зарубежных научно-технических организаций. Поворотными моментами в этой серии из 9 установок стали установки, поставленные в Китай в Институт физики в г. Ланьчжоу и Харбинский технологический институт. Первая из этих установок была ориентирована как на термохимическую технологию записи на хrome, так и на технологию записи осесимметричных кусочно-непрерывных ДОЭ на фоторезисте. Переход с одной технологии на другую осуществлялся после перестройки длины волны аргонового лазера. Для обеспечения широкого диапазона модуляции интенсивности для записи на фоторезисте впервые была применена схема оптического канала модуляции с двумя акустооптическими модуляторами, рассматриваемая далее. На этой установке также впервые была продемонстрирована высокоразрешающая запись бинарных дифракционных структур на сферической поверхности.

CLWS-300, созданная для Харбинского института технологии, впервые получила единственный оптический канал модуляции с записывающим УФ диодным лазером, целиком установленным на каретке радиального перемещения. Оптический канал также включал маломощный (50мВт) DPSS лазер с волоконным выводом излучения. Он использовался для записи центровочного кольца на фоторезисте и хrome, а затем для юстировки и периодической коррекции начала системы полярных координатах. Данный вариант CLWS-300 стал первой в мире заказной КЛЗС для синтеза РОЭ с произвольной микроструктурой на фоторезисте. Система также позволяет осуществлять запись полутонных структур на пленках аморфного кремния до радиальной координаты не менее 70 мм.

Наиболее важные с точки зрения характеристик процесса записи преимущества и недостатки упоминаемых в таблице 1.2 конструктивных решений и технологий рассмотрены ниже.

Таблица 1.2. Особенности конструкции и модернизация круговых лазерных записывающих систем.

Название (место эксплуатации)	Год	Лазер/длина волны, нм	Диаметр поля записи	Материалы	Особенности конструкции	Модернизации
CLWS-300/С (ИТО)	1995- 1997	Ar+/514	285	Хром	1 АОМ	2 АОМ, 2-х битная система модуляции, Диодный лазер и третий АОМ
CLWS-300/С (CRF FIAT)	1995	Ar+/488-514	285	Хром	1 АОМ	2-х битная система модуляции
CLWS-300/С-М (Институт физики, Китай)	2001	Ar+/457-514	285	Хром/ Фоторезист	2 АОМ, запись на сфере	-
CLWS-300/С (НПО «Геофизика- Космос»)	2001	Ar+/488-514	285	Хром	2 АОМ	DPSS лазер, 532 нм
CLWS-300/С (УОМЗ)	2003	Ar+/488-514	285	Хром	2 АОМ	DPSS лазер, 532 нм
CLWS-200 (СГАУ)	2003	Ar+/488-514	200	Хром	2 АОМ	-
CLWS-300/С-М (ХИТ, Китай)	2012	Диодный/405	285	Фоторезист, фоторезист на хrome	1 АОМ, запись на сфере	-
CLWS-300 (УОМЗ)	2013	Диодный/405, DPSS/532-2Вт	285	Фоторезист, фоторезист на хrome	2+1 АОМ+ модуляция тока лазера, моторизованные аттенюаторы	-
CLWS-300 (СГАУ)	2013	Диодный/405, DPSS/532- 200мВт	285	Фоторезист, фоторезист на хrome	1 +1 АОМ + модуляция тока лазера, запись на сфере, моторизованные аттенюаторы	-

Востребованность круговых лазерных записывающих систем объясняется их следующими достоинствами:

1. Форма траектории движения пучка подобна форме дифракционных зон для широко используемого класса осесимметричных ДОЭ, и, следовательно, существенно меньше шумы пространственной дискретизации, чем для систем, работающих в декартовых координатах, в которых относительное перемещение инструмента и детали осуществляется линейным движением по двум ортогональным направляющим, а заданная криволинейная форма траектории инструмента задается дискретной аппроксимацией в декартовых координатах. Круговые системы записи позволяют достичь более высокой точности изготовления осесимметричных дифракционных оптических элементов (зонные пластинки Френеля, аксиконы, корректоры аберраций), чем при использовании электронно-лучевых и лазерных x-y систем [80].

2. Типичная величина колебаний оси вращения промышленно-производимых аэростатических шпинделей не превышает ± 50 нм, а наилучших образцов 10-25 нм [81,82]. В то же время отклонение от прямолинейности для лучших систем линейного перемещения с аэростатическими подшипниками лежит в пределах от ± 400 до ± 500 нм при диапазоне перемещения свыше 100 мм [83,84]. Таким образом, без учета применения мер по исправлению траектории записывающего пучка КЛЗС изначально обладают точностью более высокой чем системы, работающие с применением линейных направляющих за счет более высокой точности движения пучка по одной координате при одинаковой точности по другой.

3. Границы кольцевых бинарных зон могут быть записаны точно путем позиционирования пучка со смещением от заданной границы равным полуширине формируемой дорожки. Внутренняя часть дифракционных зон может быть записана с переменным шагом, обеспечивающим равномерную заливку с заданным минимальным перекрытием соседних дорожек (Рис. 1. 4, а-в). При расширении зон до величины, требующей большего количества

проходов пучка, новые треки вставляются во внутреннюю часть области записи. Края зон всегда формируются точно, если точно известна ширина формируемой дорожки. Новые треки, вставляемые в центр зон, приводят к некоторому переэкспонированию и возникновению выпуклости в центре экспонированного участка. Однако это не оказывает влияния при изготовлении фазовых элементов, когда пленка хрома служит только маской при травлении кварцевой подложки. Неэкспонированные промежутки между зонами преодолеваются с максимально возможной скоростью перемещения, что позволяет сократить время записи элемента почти в 2 раза для осесимметричных ДОЭ со скважностью (отношение периода к ширине экспонируемой области) дифракционных зон, равной 2.

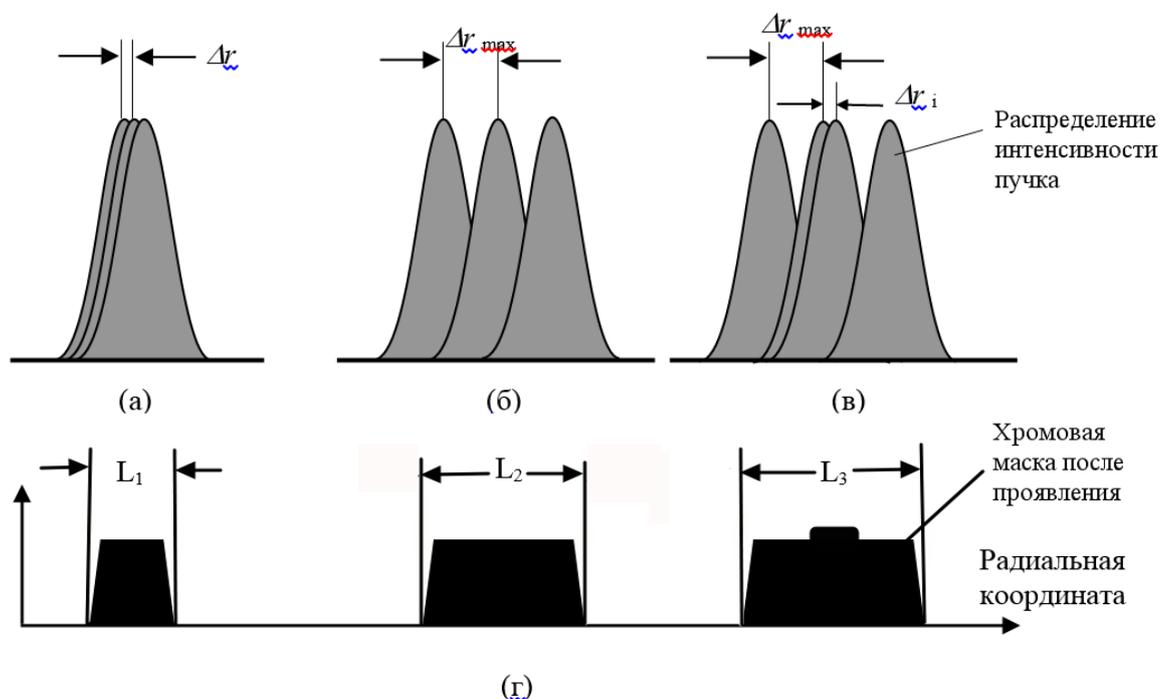


Рис. 1. 4. Метод заполнения бинарных зон при лазерной записи. Перекрытие кольцевых треков записывающего пучка (а, б, в) и зоны, сформированные в регистрирующем материале (г).

Запись многоуровневых РОЭ с произвольной микроструктурой производится, обычно, с постоянным радиальным шагом (подобно случаю на Рис. 1. 4, б), определяющимся заданной точностью формирования границ

микроэлементов структуры. Поскольку координатная сетка не совпадает с границами зон произвольной дифракционной структуры, то ошибка расположения их границ может достигать половины шага радиального сканирования. Уменьшение шага радиального сканирования приводит к обратно пропорциональному росту времени записи и снижению дифракционной эффективности ДОЭ. Оптимизация выбора шага радиального сканирования для записи кусочно-непрерывных дифракционных элементов подробно рассмотрена в главе 3.

Запись элементов может вестись с одновременным расчетом структуры, или путем считывания заранее рассчитанных данных с жесткого диска. Для расчета высокоэффективных ДОЭ обычно используется метод квантования непрерывного рельефа дифракционных зон на фазовые уровни (многоуровневый метод) с равным фазовым шагом. Этот метод основывается на разбиении дифракционных зон элемента на горизонтальные фазовые уровни. Непрерывный участок с определенным уровнем фазы вдоль траектории пучка может быть описан как одним вектором так строкой из пикселей одинакового размера. Последний вариант используется наиболее часто в силу его универсальности и простоты в системах записи различного типа. Очевидно, что этот метод приводит к большому объему данных. Однако эта проблема преодолевается за счет достаточно простого алгоритма сжатия данных для соседних пикселей с одинаковым уровнем.

Для записи РОЭ с произвольной микроструктурой на КЛЗС, созданных при участии ИАиЭ СО РАН, используется программное обеспечение, преобразующее файл в формате, заданном в декартовой системе координат, в специализированный psc-формат (psc – polar system of coordinates). Структура РОЭ представляется в виде последовательности векторов или пикселей с адресацией в полярной системе координат. Особенностью этого формата данных является то, что в нем отсутствует пиксел с координатой 0. В отличие от типовой

записи в декартовых координатах, где каждая строка изображения имеет одинаковую длину и одинаковое количество пикселей, в полярно-координатной системе записи каждый кольцевой трек имеет уникальную длину. Чтобы обеспечить целое количество пикселей на каждом треке в psc-формате угловой размер пиксела $\Delta\theta$ изменяется от трека к треку и зависит от номера трека i следующим образом

$$\Delta\theta = \frac{\pi}{4(i+1)},$$

где i – номер трека, начинающийся с 0 для трека с радиусом, равным шагу радиального сканирования s . На треке с номером 0 находится 8 пикселей. При постоянном s текущая радиальная координата пиксела равна $r=(i+1) \cdot s$. Тогда его линейный размер $r\Delta\theta$ постоянен вдоль кольцевой траектории и вычисляется согласно следующему выражению:

$$r \cdot \Delta\theta = \frac{\pi \cdot s}{4}.$$

То есть в угловом направлении пиксел в psc-формате всегда меньше чем в радиальном. В принципе на треке можно было бы сделать 6 пикселей вместо 8, тогда $r \cdot \Delta\theta = \frac{\pi \cdot s}{3}$ и размер пиксела был бы практически одинаков по обеим координатам. Но представление данных на треке с количеством пикселей кратных 8 лучше гораздо удобнее для архивации данных в двоичном представлении.

Рассмотрим простейший случай пиксельного представления данных. Адрес записи произвольной i, j -й ячейки в полярной системе координат определяется радиус-вектором (r_i, ϕ_j) , где r_i – радиальная координата центра записывающего пучка, отсчитываемая от оси вращения заготовки, ϕ_j - разность между импульсом начала оборота датчика угловой координаты ($\phi=0$) и текущим угловым положением вращающейся обрабатываемой заготовки. Процесс записи

вносит погрешности в структуру ДОЭ. Эти погрешности имеют две составляющие для бинарных ДОЭ [85]:

1) расхождение ε_{ij} между расчетной (r_i, φ_i) и записанной (r'_i, φ'_i) координатами пикселей, $\varepsilon_{ij} = (r_i, \varphi_i) - (r'_i, \varphi'_i)$.

2) разница между расчетным и реально записанным размером и формой пикселя.

Абсолютная погрешность координаты зависит от точности радиального перемещения лазерного пучка относительно заготовки и точности текущей измерения угловой координаты, используемой для определения момента переключения между уровнями мощности лазерного пучка. Эта погрешность приводит к появлению дополнительного сдвига фазы волнового фронта, прошедшего через изготовленный ДОЭ. Фазовый сдвиг (в долях длины волны света λ) пропорционален ε_{ij}/T_p , где T_p - локальный период дифракционной структуры ДОЭ.

Для непрерывных многоуровневых РОЭ к упомянутым выше погрешностям добавляется еще одна составляющая – ошибка глубины рельефа $H(r_i, \phi_j)$ в точке с координатами (r_i, ϕ_i) , возникающая из-за шумов интенсивности лазерного пучка. Кроме этого ε_{ij} вносит погрешность не только на границах дифракционных зон как для бинарных ДОЭ, но и для любого пикселя (r_i, ϕ_j) . Эта ошибка также приводит к локальной неровности рельефа при увеличении расстояния между соседними пикселями. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в Главе 3. Кроме случайных ошибок при работе КЛЗС имеют место систематические погрешности, главные из которых переходной процесс при переезде с одной радиальной координаты на другую и периодическое радиальное биение оси вращения шпинделя, приводящее к отклонению траектории движения лазерного пучка от идеальной круговой формы при постоянной радиальной координате. Осевое биение шпинделя практически не оказывает влияния, так как отрабатывается системой автофокусировки.

1.1. Измерение и коррекция траектории движения лазерного пучка в круговых записывающих системах

Радиальное биение оси вращения шпинделя в КЛЗС приводит к появлению неосесимметричного вклада в ошибку ε_i и появлению неосесимметричной aberrации волнового фронта [86, 80]. Величина отклонения оси Δr от среднего положения является функцией угла поворота φ и связана с неточностью изготовления деталей аэростатического шпинделя, несбалансированностью сил в электродвигателе вращения, децентровкой деталей, механически связанных с ротором шпинделя и подложки. Удаление поверхности подложки с регистрирующим материалом от центра шпинделя по оси вращения (точки на оси равноудаленной от опорных поверхностей, создающих жесткость вдоль оси вращения) увеличивает отклонение траектории. Типичная величина радиальных биений для шпинделей на аэростатических опорах лежит в диапазоне 0.05-0.2 мкм. Этот тип погрешности приводит не только к ошибке реальной радиальной координаты, но и к ошибке угловой координаты записывающего пучка (при $r \gg \Delta r$) [73]:

$$r' = r + \Delta r(\varphi), \quad \varphi' = \varphi + \arctg[\Delta r(\varphi - \pi/2)/2\pi r],$$

где r и φ - полярные координаты записывающего пучка, измеренные угловым и линейными датчиками перемещений, r' и φ' - реальные полярные координаты пучка. Для бинарных фазовых и амплитудных дифракционных элементов такие ошибки приводят к искажению формы границ дифракционных зон. Для многоуровневых рельефно-фазовых оптических элементов отклонение траектории движения записывающего пучка от расчетной приводит к ошибочной локальной глубине рельефа, так как фаза рассчитывается вдоль идеальной круговой траектории. Отклонение радиальной координаты от расчетной приводит к зависящей от угла модуляции линейной скорости сканирования записывающего пучка $2\pi r \nu$, которая в свою очередь вызывает угловую модуляцию экспозиции фоторезиста $E(\varphi) = I \omega / (2\pi(r + \Delta r(\varphi)) \nu)$, где I -

интенсивность записывающего пучка, w – диаметр пучка, v - скорость вращения подложки. Очевидно, что с удалением от оси вращения вклад $\Delta r(\varphi)$ быстро падает. Тем не менее эффект изменение глубины рельефа вблизи оси вращения весьма заметно даже без профилометра при наблюдении микроструктуры в обычном оптическом микроскопе из-за интерференции в тонкой пленке фоторезиста.

Измерение функции $\Delta r(\varphi)$ дает возможность не только определить предел точности записывающего устройства, но и улучшить точность за счет коррекции траектории движения записывающего пучка, если радиальное биение шпинделя синхронно с вращением и не изменяется в течение процесса записи. Коррекция может быть проведена различными методами:

- Смещением каретки радиального перемещения. Этот метод наиболее прост, так как не требует ни каких дополнительных устройств и драйверов, но применим только при низкочастотных радиальных биениях с небольшой амплитудой – до 0,1 мкм. Это ограничение обусловлено тем, что периодическое движение массивной каретки радиального перемещения может привести к появлению механических резонансов и снижению точности позиционирования.
- Смещением в радиальном направлении фокусирующего объектива относительно каретки радиального перемещения. Такой метод используется в проигрывателях компакт-дисков при слежении за записанной дорожкой с информацией. Недостатком является то, что он пригоден только для легкого и компактного пластикового объектива. Но такие объективы имеют невысокое оптическое качество и низкую лучевую прочность.
- Угловым отклонением коллимированного лазерного пучка, поступающего на фокусирующий объектив. Угловое отклонение может быть осуществлено, например, с помощью электромагнитного или пьезоэлектрического дефлектора.

Последний метод в силу относительной простоты его реализации и стабильности был использован в настоящей работе для компенсации радиального биения шпинделя на круговой лазерной записывающей системе CLWS-300 [75], разработанной совместными усилиями КТИ НП и ИАиЭ СО РАН и эксплуатируемой с 1995 года в Институте технической оптики (Университет Штутгарта, Германия). Необходимость введения дефлектора в оптическую схему CLWS-300 была вызвана возрастанием радиальных биений шпинделя в течении 6 лет активной эксплуатации системы.

1.1.1. Методы измерения биений шпинделя

Радиальные биения можно измерять, непосредственно отслеживая радиальное перемещение одного или нескольких участков какой-либо доступной цилиндрической детали ротора шпинделя, или тестового объекта сферической, конической или цилиндрической формы, помещенного на планшайбу шпинделя. В литературе описано несколько типов датчиков малых перемещений, применяемых для этой цели. Их можно разделить на контактные (механические микрометрические индикаторы или пьезоэлектрические преобразователи микроперемещений) и бесконтактные (емкостные и оптические). Контактные датчики имеют высокую точность [87], но измерения с ними можно производить только при малой скорости вращения (до 1 об/с). Это ограничение не распространяется на бесконтактные датчики. Первыми из них широко начали применяться емкостные датчики [88]. Недостатком их является то, что они могут применяться только для токопроводящих поверхностей. Оптические методы более универсальны в отношении материала ротора шпинделя. Наилучшие результаты достигнуты в настоящий момент с доплеровскими лазерными виброметрами [89]. Эти приборы позволяют с высокой точностью определять, как синхронные биения, так и асинхронные. Однако они весьма дороги и не могут в связи с этим встраиваться в обрабатывающее оборудование для регулярного контроля биений шпинделя, которые изменяются при износе

подшипников или опорных поверхностей и загрязнения инжекторов в аэростатических шпинделях. Недостатком упомянутых выше методов контроля радиальных биений шпинделей является также то что, они не позволяют контролировать форму траектории обрабатывающего инструмента (резца токарного станка, алмазной грани резца установки алмазного точения или лазерного пучка круговой записывающей системы) непосредственно на детали. Дело в том, что, радиальные биения могут изменяться по фазе и амплитуде при изменении веса детали, расстояния от плоскости, в которой прикладывается воздействие обрабатывающего инструмента, до центра шпинделя по оси вращения. Исчерпывающая информация о траектории обрабатывающего инструмента на заготовке может быть получена измерением формы изготовленных деталей или формы следа, оставленного инструментом на заготовке. При изготовлении ДОЭ измерение геометрических размеров отдельных дифракционных зон является трудной задачей. Более простой и точный метод – измерение не микроструктуры самого ДОЭ, а интерферометрический контроль aberrаций формируемого им волнового фронта. Однако без «нуль-корректоров» [90] этот метод применим только для ДОЭ, формирующих плоский или сферический волновой фронт. Его достоинствам является высокая точность, связанная с тем, что тест объект (волновой фронт) формируется большим числом дифракционных зон, число которых может достигать до нескольких десятков тысяч. К сожалению, радиальные биения изменяются по фазе и амплитуде при изменении веса подложки, положения ее поверхности, давления сжатого воздуха. Поэтому необходимо контролировать ее непосредственно перед записью элемента, и, следовательно, данные предварительного тестирования шпинделя или интерферометрических измерений aberrаций изготовленных РОЭ не могут гарантировать, что рассчитанная на их основе функция управления компенсацией устранил влияние радиальных биений шпинделя при последующем изготовлении деталей.

Для точной компенсации важно иметь возможность не только измерить радиальные биения шпинделя, но и контролировать результат коррекции траектории лазерного пучка непосредственно на заготовке перед записью. Для того чтобы измерить геометрические параметры траектории пучка ее надо визуализировать. То есть путем прямого воздействия лазерного излучения на регистрирующую среду создать не стираемый кольцевой след, существенным образом меняющий отражение или пропускание света регистрирующей средой. Простейший метод измерения траектории по записанному кольцу может быть реализован на основе встроенного в записывающую систему микроскопа с видеокамерой (Рис. 1. 1). Для его реализации необходимо записать кольцо (Рис. 1. 5) с диаметром меньше светового поля микроскопа, затем остановить шпиндель и ввести изображение кольца с камеры в компьютер.

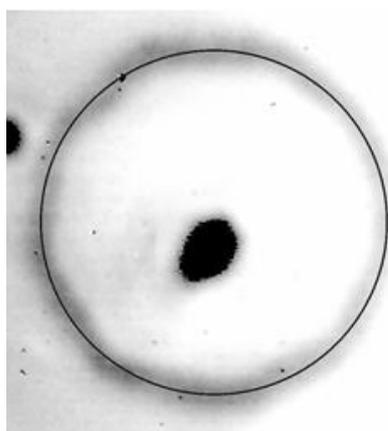


Рис. 1. 5. Микрофотография траектории записывающего пучка с наложенным идеальным кругом.

С помощью последующей компьютерной обработки изображения необходимо найти в полярной системе координат с началом внутри кольца замкнутую кривую $R(\varphi)$, где R – радиальная координата максимума изменения оптических свойств на кольце при данном угле φ . Однако точность описанного выше метода не высока при современном уровне развития видеокамер. Например, для 40-кратного объектива со световым полем 100-200 мкм и видеокамеры с матрицей 2000x3000 элементов на измеряемое отклонение в 0,5 мкм придется всего 5-10 элементов. Это явно недостаточно для получения

высокой точности. Кроме того, оптика микроскопа должна быть очень высокого качества, чтобы формировать изображение на ПЗС-камере с высоким разрешением и без искажений. Фотографирование записанного трека на более качественном микроскопе на практике не удобно из-за замедления процесса записи за счет двукратной установки и юстировки подложки.

Для решения проблемы оперативного измерения траектории пучка и проверки ее коррекции был разработан фотоэлектрический метод [91] измерения диаметров кольца, записанного на регистрирующем материале. Метод предполагает, что несинхронные биения шпинделя отсутствуют или малы, и их зависимость от угла поворота не меняется после установки и фиксации подложки с регистрирующим материалом на планшайбу шпинделя. Непрерывный кольцевой трек с радиусом несколько десятков микрон записывается лазерным пучком мощностью достаточной для плавления или испарения регистрирующего материала, чтобы существенно изменить его коэффициент отражения или пропускания (Рис. 1. 5). Фотоэлектрическое сканирование выполняется тем же самым пучком, но уровень мощности выбирается меньше, чем требуется для изменения оптических свойств регистрирующего материала. Пучок перемещается по радиусу (Рис. 1. 1) вращающейся подложки в диапазоне нескольких микрон вокруг радиальной координаты кольца сначала с одной стороны от центра вращения, а затем с другой. Относительное изменение интенсивности отраженного регистрирующим материалом или проходящего через него пучка измеряется с помощью фотоприемника контроля записи (ФПКЗ на Рис. 1. 1). Диаметр кольца при данном угле поворота определяется как расстояние между двумя диаметрально противоположными точками, где измеряемый оптический параметр имеет экстремум (максимум или минимум в зависимости от типа среды и метода записи кольца). Достоинством метода является его оперативность (для измерений достаточно одной минуты). Однако анализ этого метода и его проверка на нескольких экземплярах системы CLWS-300, с различным характером радиальных биений шпинделей показала, что он

позволяет измерять только четные гармоники по отношению к частоте вращения шпинделя. Так, например, при скорости вращения 10 об/с на CLWS-300, эксплуатируемом в Институте технической оптики (Штутгарт, Германия), фотоэлектрический метод измерения диаметров дает траекторию движения пучка, которая имеет только четные гармоники с амплитудой выше шума (Рис. 1.6). Между тем, Фурье анализ интерферограмм волновых фронтов, формируемых ДОЭ, записанными на этой системе, показал существенный вклад нечетных гармоник – седьмой и девятой [80].

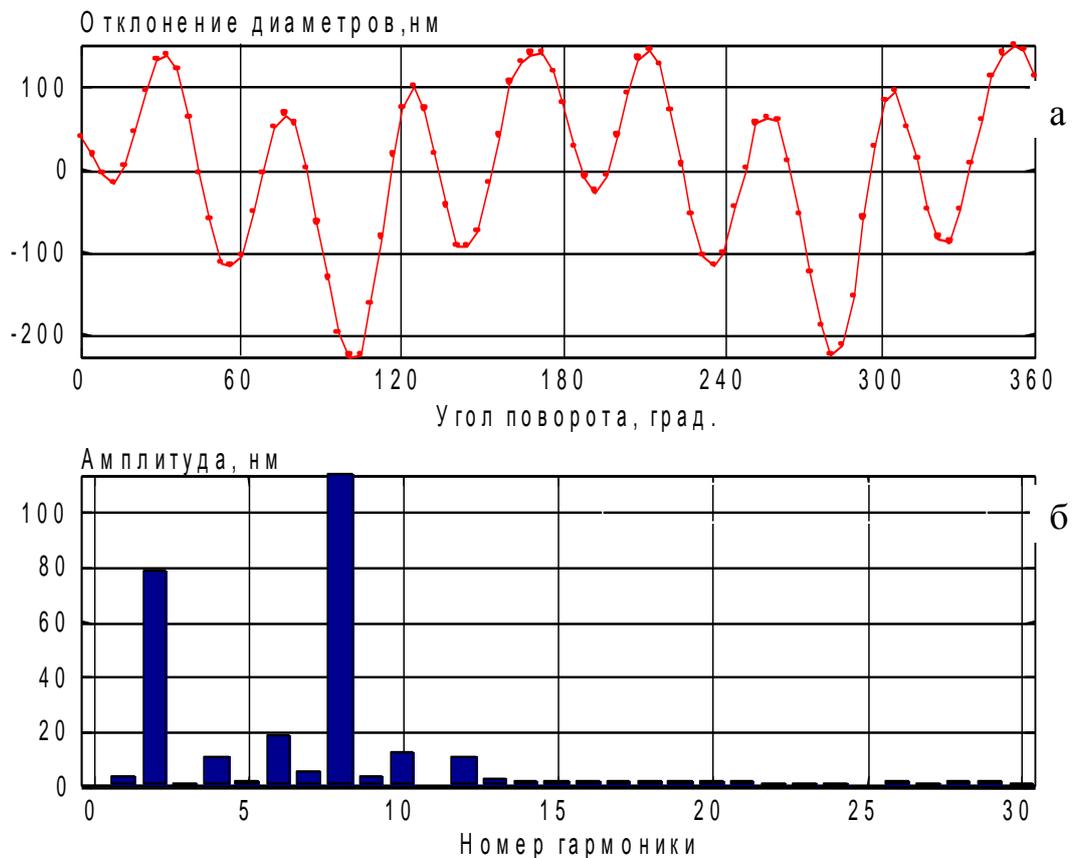


Рис. 1.6. Функция отклонения диаметров, измеренная фотоэлектрическим методом (а) и ее спектр (б).

1.1.2. Фотоэлектрический метод измерения траектории движения пучка с поворотом подложки

Для решения этой проблемы был разработан новый метод измерения траектории движения записывающего пучка [92]. Он основан на

фотоэлектрическом измерении радиусов записанного кольца после поворота подложки относительно планшайбы на 180° перед измерением. Чтобы обосновать этот метод рассмотрим упрощенную математическую модель формирования траектории движения пучка не учитывающую геометрию колебаний шпинделя (Рис. 1. 7).



Рис. 1. 7. Геометрическое представление упрощенной математической модели формирования траектории движения пучка.

Шпиндель в этой модели считается идеальным, а отклонение траектории движения пучка $\Delta r(\varphi)$ от круга, вызванное радиальным биением шпинделя заменено эквивалентной ошибкой $\Delta x(\varphi)$ позиционирования каретки с фокусирующим объективом. Такая ошибка может быть вызвана, например, вибрацией отражателя в измерительном плече интерферометра контроля радиального перемещения. Сделанное упрощение исключает из рассмотрения компоненту радиального биения перпендикулярную направлению движения каретки радиального перемещения (ось X на Рис. 1. 7). Перпендикулярная компонента оказывает влияние на угловую ошибку записи, а на радиальную координату ее влияние становится заметным только у самого центра вращения. Введенная эквивалентная ошибка смещает начало координат системы

радиального позиционирования синхронно с вращением идеального шпинделя. Точки O_{xw} и O_{xm} показывают положение начала координат этой системы, соответственно, при записи и при измерении, когда планшайба повернута относительно нулевой метки ZL датчика угла поворота на угол φ . Субиндексы w относятся к параметрам траектории записывающего пучка, а субиндексы m – пробного пучка, используемого для фотоэлектрических измерений. Лазерный пучок при записи кольца фиксируется с левой стороны от центра. На Рис. 1. 7 изображен общий случай, когда траектории записывающего (непрерывная линия) и пробного (пунктирная линия) пучков не совпадают. При выключенном дефлекторе форма записанного кольца и траектория пробного пучка, представляются в неподвижной системе координат с началом O на оси вращения идеального шпинделя следующим образом:

$$r_w(\varphi) = x_{wl} + \Delta x_w(\varphi), \quad (1.1)$$

$$r_m(\varphi) = x_{ml} + \Delta x_m(\varphi), \quad (1.2)$$

где x_{wl} и x_{ml} – координаты записывающего и пробного пучков в колеблющейся в горизонтальном направлении системе координат с началом в точке сброса счетчика радиальной координаты (субиндекс l означает, что запись или измерение проводятся с левой стороны от центра вращения O , а субиндекс r в дальнейшем будет относиться к правой стороне); $def_w(\varphi)$ и $def_m(\varphi)$ – радиальный сдвиг пучка дефлектором, соответственно, при записи и при измерении; $\Delta x_w(\varphi)$ и $\Delta x_m(\varphi)$ – эквивалентные ошибки радиального позиционирования при записи и при измерении. Координата x и эквивалентная ошибка $\Delta x(\varphi)$ приняты положительными с левой стороны и отрицательными с правой стороны от идеального центра вращения шпинделя. Если включен дефлектор коррекции положения пучка, то он отклоняет пучок так, чтобы тот шел по идеальной круговой траектории (штрих пунктирная линия на Рис. 1. 7). В этом случае в выражениях (1.1) и (1.2) появятся дополнительные члены:

$$r_w(\varphi) = x_{wl} + \Delta x_w(\varphi) - def_w(\varphi), \quad (1.3)$$

$$r_m(\varphi) = x_{ml} + \Delta x_m(\varphi) - def_m(\varphi), \quad (1.4)$$

При измерении радиусов записанного кольца в зависимости от угла поворота φ пробный пучок сканируется в заданном радиальном диапазоне, чтобы определить x_{ml} для текущего угла, где $r_w(\varphi) = r_m(\varphi)$. При этом условии координата x_{ml} может быть получена из (1.3) и (1.4):

$$x_{ml} = x_{wl} + \Delta x_w(\varphi) - \Delta x_m(\varphi) + def_m(\varphi) - def_w(\varphi). \quad (1.5)$$

При измерении справа от центра вращения при том же угле φ будет измеряться участок траектории, сдвинутый на π . Тогда координата x_{mr} справа от центра выражается следующим уравнением:

$$x_{mr} = -x_{wl} - \Delta x_w(\varphi + \pi) - \Delta x_m(\varphi) + def_m(\varphi) + def_w(\varphi + \pi). \quad (1.6)$$

Угловой сдвиг π в аргументах функций Δx_m и def_m означает, что они относятся к противоположной точке кольца при текущем угле φ поворота шпинделя. Если траектории записывающего и пробного пучков одинаковы (измерение производится сразу после записи), и, соответственно одинаковы функции компенсации для дефлектора при записи и измерении $def_m(\varphi) = def_w(\varphi)$, (частный случай - выключенный в обоих случаях дефлектор), то величина x_{ml} не зависит от угла и равна x_{wl} . Информация о траектории пучка содержится только в правом радиусе x_{mr} с противоположной стороны от места воздействия записывающего пучка. Поскольку мы рассматриваем повторяющиеся биения, то их спектр содержит только частоты кратные частоте вращения. Эквивалентную ошибку (и соответственно функцию компенсации дефлектора $def(\varphi)$) можно тогда представить, как сумму четных и нечетных гармоник. Принимая во внимание, что для четных гармоник $\Delta x^{even}(\varphi) = \Delta x^{even}(\varphi + \pi)$, а для нечетных $\Delta x^{odd}(\varphi) = -\Delta x^{odd}(\varphi + \pi)$, выражение для правого радиуса приобретает следующий вид:

$$x_{mr} = -x_{wl} - 2 \cdot \Delta x_w^{even}(\varphi) + 2 \cdot def_w^{even}(\varphi) \quad (1.7)$$

То есть измерение правого радиуса дает информацию только о четных гармониках траектории движения. Измерение диаметров по методу [91] дает ту

же самую информацию, так как левый радиус x_{ml} константа. Однако метод измерения диаметров работает даже при несоблюдении условий $\Delta x_w(\varphi) = \Delta x_m(\varphi)$ и $def_m(\varphi) = def_w(\varphi)$, использованных нами при выводе выражения (1.7). Диаметр D измеряемого кольца вычисляется в этом общем случае из уравнений (1.5) и (1.6):

$$D = x_{ml} - x_{mr} = 2 \cdot x_{wl} + \Delta x_w(\varphi) + \Delta x_w(\varphi + \pi) - def_w(\varphi) - def_w(\varphi + \pi). \quad (1.8)$$

Из этого уравнения видно, что измеренный диаметр совершенно не зависит от траектории пробного пучка и состояния дефлектора во время измерений. С учетом условий разложения эквивалентной ошибки и функции компенсации дефлектора на четные и нечетные гармоники выражение (1.8) сводится к виду подобному уравнению (1.7)

$$D = 2 \cdot x_{wl} + 2 \cdot \Delta x_w^{even}(\varphi) - 2 \cdot def_w^{even}(\varphi). \quad (1.9)$$

Таким образом, измерение $D(\varphi)$ или $x_{mr}(\varphi)$ не позволяет полностью восстановить траекторию движения записывающего пучка и может быть использовано только в том случае, если нечетные гармоники отсутствуют или дают незначительный вклад. Следует также отметить, что при соблюдении условий $\Delta x_w(\varphi) = \Delta x_m(\varphi)$ и $def_m(\varphi) = def_w(\varphi)$ предпочтительнее измерять только радиус $x_{mr}(\varphi)$, так это ускоряет измерение и устраняет дополнительный источник погрешностей в $x_{ml}(\varphi)$.

Для полного определения траектории движения пучка предложено внести дополнительный этап в процесс измерения. После записи кольца необходимо остановить шпиндель, повернуть подложку на планшайбе на угол 180° и совместить центр кольца с центром вращения шпинделя. Вопрос о влиянии неточности совмещения будет рассмотрен ниже. При идеальном совмещении выражения (1.5) и (1.6) для левого и правого радиусов приводятся к следующему виду:

$$x_{ml} = x_{wl} + \Delta x_w(\varphi + \pi) - \Delta x_m(\varphi) + def_m(\varphi) - def_w(\varphi + \pi).$$

$$x_{mr} = -x_{wl} - \Delta x_w(\varphi) - \Delta x_m(\varphi) + def_m(\varphi) + def_w(\varphi).$$

Если эквивалентная ошибка одинакова при записи кольца и его измерении, а дефлектор выключен в обоих случаях, эти выражения упрощаются и с учетом разложения на четные и нечетные гармоники приводятся к виду:

$$x_{ml} = x_{wl} - 2 \cdot \Delta x_w^{odd}(\varphi), \quad (1.10)$$

$$x_{mr} = -x_{wl} - 2 \cdot \Delta x_w(\varphi) \quad (1.11)$$

Таким образом, измерение радиусов со стороны диаметрально противоположной положению записывающего пучка, произведенное после поворота подложки на шпинделе на 180° , дает полную информацию о траектории движения пучка.

Безусловно, недостатком предложенного метода является необходимость совмещения центра записанного кольца с осью вращения шпинделя после поворота подложки. Как показал опыт, совмещение может быть сделано достаточно быстро с точностью не хуже $0,5$ мкм при использовании 40-кратного фокусирующего объектива записывающей системы как части встроенного микроскопа. Остаточная ошибка совмещения приводит к появлению первой гармоники, которая может быть удалена с помощью Фурье анализа. На **Рис. 1. 8** показан измеренный график зависимости $x_{mr}(\varphi)$ (кривая 1) с первой гармоникой, вызванной децентровкой пластины. Функция отклонения траектории пучка записывающего пучка (кривая 2) от круговой формы вычисляется из x_{mr} удалением постоянной составляющей и нулевой гармоники (в данном случае ее амплитуда, равная ошибке совмещения, составила $0,28$ мкм) и делением на 2 оставшейся переменной составляющей в соответствии с (1.11).

Кроме центрирования по радиусу необходимо устанавливать пластину с угловым сдвигом 180° по отношению к первоначальному положению. Допустимую точность $\Delta\varphi$ можно оценить, исходя из предельной относительной ошибки δ при компенсации самой высокой корректируемой гармоники с номером k :

$$\max(|\sin k\varphi - \sin(k(\varphi + \Delta\varphi))|) < \delta.$$

Задавшись величиной $\delta=0,1$ от амплитуды k -ой гармоники получаем, что ошибка $\Delta\varphi$ не должна превышать $1/(10 \cdot k)$ радиан. Поворот пластины на планшайбе удобно делать по меткам 0° и 180° , отмеченных на краю пластины, и метке начала оборота на планшайбе шпинделя. Например, при типичных параметрах - диаметр пластины 50 мм и $k=10$ - эти метки необходимо совместить с точностью $\pm 1,5$ мм, что не составляет особого труда.

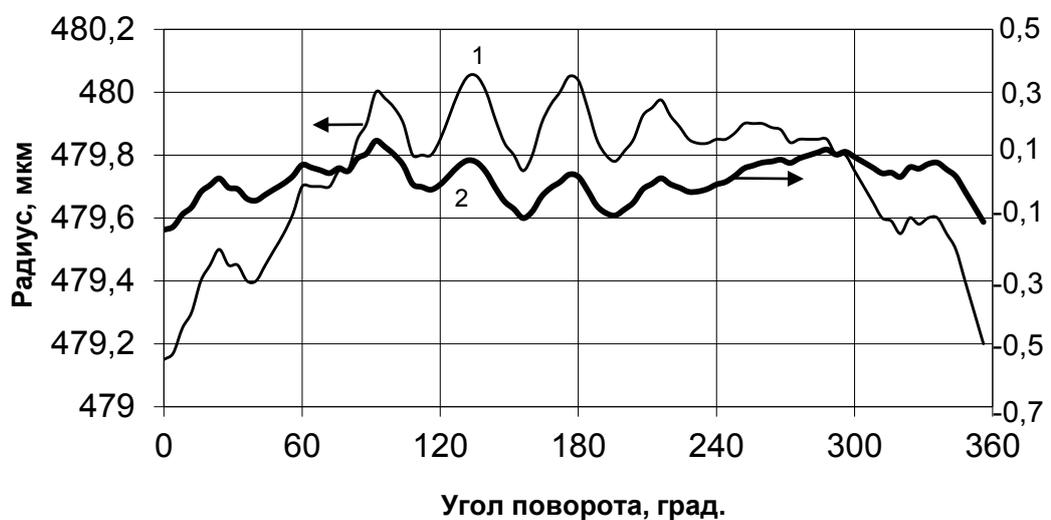


Рис. 1. 8. Измерение радиальных биений: измеренный правый радиус x_{mr} как функция угла поворота (кривая 1); выделенное из него отклонение траектории записывающего пучка от круговой формы (кривая 2).

Существенное влияние на точность измерения фотоэлектрическим методом оказывает неровность края записанного кольца. Это влияние может быть уменьшено путем записи нескольких колец перед поворотом шпинделя и усреднения результатов измерения. Расстояние между соседними кольцами фактически устанавливает ограничение на допустимую ошибку центровки, так как при сканирующих фотоэлектрических измерениях в области сканирования должно находиться только одно записанное кольцо. Радиусы записываемых колец должны быть достаточно велики, чтобы на измерениях не сказывалась

составляющая Δr_{\perp} радиальных биений шпинделя перпендикулярная движению каретки. Возникающая из-за этой составляющей ошибка измерений Δr_m может быть с хорошей точностью оценена как $\Delta r_{\perp}/(2R)$, где R – радиус кольца. Задаваясь условием $\Delta r_m < 0.01\Delta r_{\perp}$ получаем, что радиус кольца должен быть больше $50\Delta r_{\perp}$.

1.1.3. Коррекция траектории движения записывающего пучка.

Следующей задачей, возникающей после измерения траектории движения записывающего пучка, является расчет на ее основе управляющей функции для дефлектора, таким образом, чтобы оптимальная компенсация достигалась без многократных попыток записи тестовых колец с коррекцией траектории и измерения ошибки коррекции. Эта задача может быть решена следующим образом:

- А) Необходимо определить амплитудно-частотную (АЧХ) и фазо-частотную (ФЧХ) характеристики дефлектора.
- Б) Разложить в ряд Фурье измеренную зависимость $x_{mr}(\varphi)$, чтобы получить амплитуду и фазу гармоник со второй и выше.
- В) Вычислить функцию компенсации как сумму ограниченного числа членов этого ряда Фурье, с учетом АЧХ и ФЧХ дефлектора.

АЧХ и ФЧХ дефлектора могут быть измерены с помощью оптоэлектронной схемы, в которой пучок лазера, отраженный от дефлектора, направляется на фотоприемник со сдвоенным фотодиодом. Размер пучка должен быть достаточно велик по сравнению с зазором между секциями фотодиода, а диапазон смещения пучка при колебании дефлектора не должен превышать светового поля фотодиода. Сравнение разностного сигнала с фотоприемника и управляющего сигнала позволяет измерить АЧХ и ФЧХ дефлектора. Однако в данном методе необходимо точно измерить угол отклонения дефлектора и точно знать фокусное расстояние объектива, чтобы определить смещение пучка в плоскости фокусировки. Другой метод измерения вытекает из уравнения (1.5).

Если траектории записывающего и пробного пучков одинаковы и дефлектор был выключен во время записи кольца, то уравнение (1.5) преобразуется к виду:

$$x_{ml} = x_{wl} + def_m(\varphi).$$

То есть отклик траектории на управляющий сигнал дефлектора может быть измерен прямо в записывающей системе. Если подавать на дефлектор синусоидальный управляющий сигнал с частотой кратной частоте вращения шпинделя, то можно измерить АЧХ и ФЧХ по конечному результату – смещению сфокусированного лазерного пучка.

На основе полученных экспериментальных данных функция компенсации вычисляется следующим образом

$$U(\varphi) = 0,5 \cdot \sum_{i=2,k} A_i \cdot B_i \cos(2\pi i \nu + \alpha_i + \beta_i) \quad (1.12)$$

где A_i и α_i – коэффициент передачи и фазовая задержка дефлектора для i -ой гармоники, B_i и β_i – амплитуда и фаза i -й гармоники в спектре измеренной траектории, ν – частота вращения шпинделя, k – номер наивысшей гармоники, выбранной для компенсации (он зависит от уровня шумов и частотного диапазона дефлектора). Коэффициент 0,5 отражает тот факт, что $x_{mr}(\varphi)$ дает удвоенную величину отклонения траектории пучка от круговой формы.

Для экспериментальной проверки предложенного метода измерения и коррекции траектории движения пучка были записаны прожиганием пленки хрома 3 кольца с радиусом 146, 142 и 138 мкм. После записи колец шпиндель был остановлен. Подложка с пленкой повернута на 180° и отцентрирована. Результаты последующего измерения усредненных по 3 кольцам функций отклонения правого ($\delta x_{mr}(\varphi) = (x_{mr}(\varphi) - x_{wl})$) и левого ($\delta x_{ml}(\varphi) = (x_{ml}(\varphi) - x_{wl})$) измеряемых радиусов и их Фурье спектры показаны на **Рис. 1.9** (а) и (б).

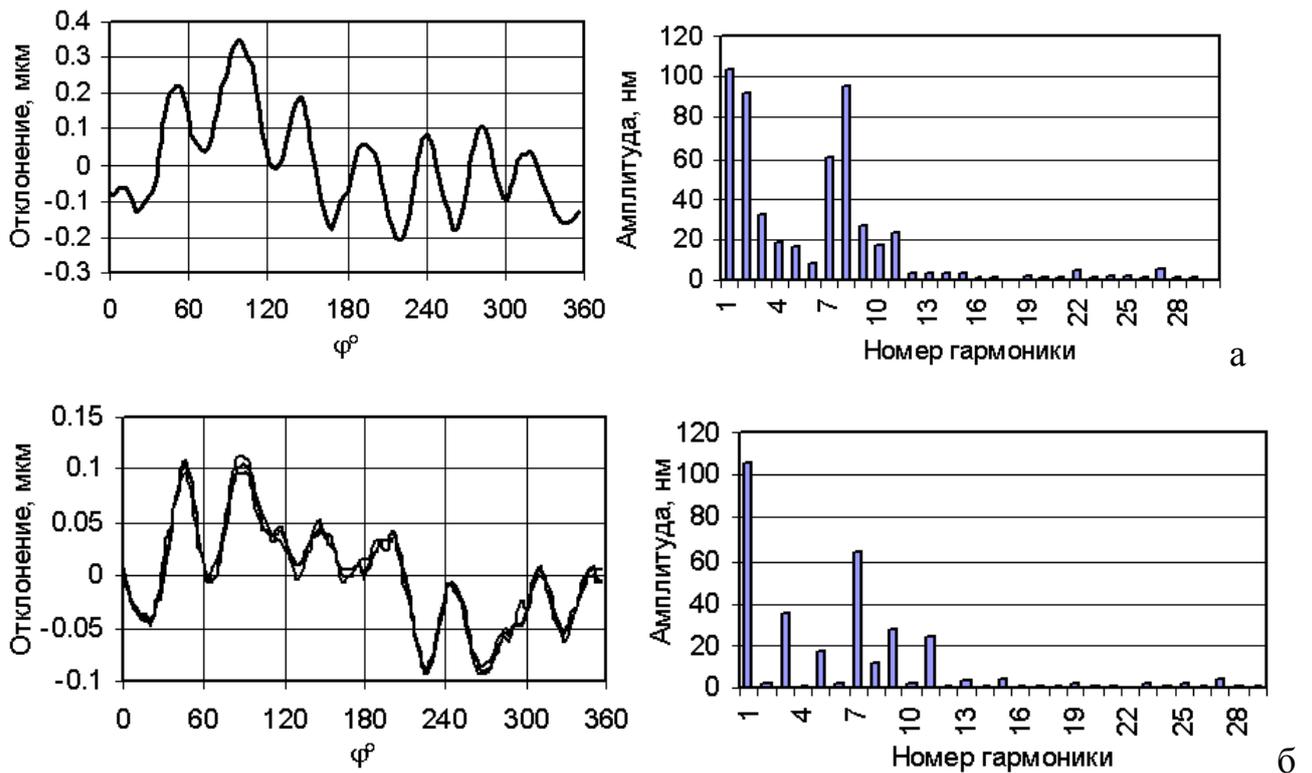


Рис. 1.9. Результаты измерения траектории пучка для расчета последующей коррекции: (а) – усредненная функция отклонения $\delta x_{mr}(\varphi)$ и её спектр; (б) – функция отклонения $\delta x_{ml}(\varphi)$ для трех колец и спектр усредненной функции $\delta x_{ml}(\varphi)$.

Из Рис. 1.9 следует, что точность центрировки пластины составила 100 нм. Спектр отклонения правого радиуса на Рис. 1.9 (б) имеет практически только нечетные гармоники и их амплитуды с хорошей точности равны амплитудам нечетных гармоник спектра на Рис. 1.9(а). Это соответствует уравнениям (1.10) и (1.11) и доказывает правильность математической модели и основанного на ней метода измерения. Наличие небольшой по амплитуде восьмой гармоники может быть объяснено ошибкой измерения. Необходимо отметить, что все графики на Рис. 1.9 относятся к удвоенной величине Δx_w отклонения траектории от круговой формы в соответствии с уравнениями (1.9) -(1.11). Функция компенсации была загружена в цифровой драйвер и произведена запись нового кольца. Результат компенсации был оперативно проконтролирован с помощью фотоэлектрического метода измерения диаметров.

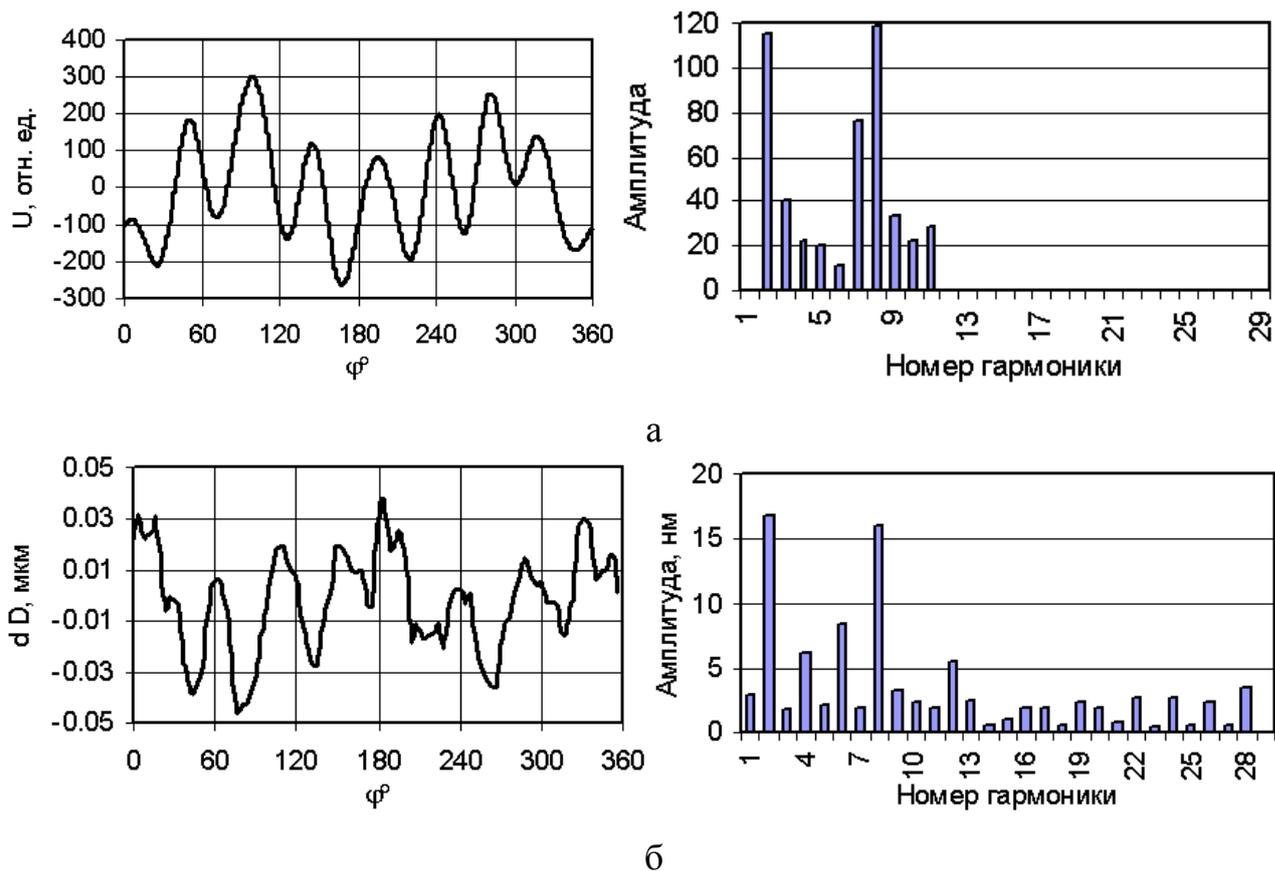


Рис. 1. 10. Коррекция траектории пучка: а – функция компенсации $U(\varphi)$ и ее спектр; б – функция отклонения диаметров $dD(\varphi)$ скорректированной траектории и ее спектр.

Предполагалось, что если правильно скомпенсированы измеряемые этим методом четные гармоники, то нечетные гармоники скомпенсированы не хуже. Полученная функция отклонения диаметров показана на рисунке Рис. 1. 10, б. Сравнение амплитуд компенсируемых гармоник на Рис. 1.9, а и Рис. 1. 10, б демонстрирует уменьшение отклонения траектории движения пучка от 2-3 раз на гармониках с малой амплитудой (4, 6, 10) до 6 раз для гармоник с большой амплитудой (2-я и 8-я). Интегральное уменьшение отклонения траектории составило 5 раз по сравнению с усредненной функцией отклонения $\delta x_{mr}(\varphi)$ на Рис. 1.9, а, после устранения из нее первой гармоники.

Запись тестовых дифракционных линз на CLWS-300 (ИТО, Штутгарт) с одинаковыми параметрами с включенным и с выключенным дефлектором

показала уменьшение среднеквадратичного значения не осесимметричной ошибки формируемого волнового фронта в 4,2 раза [93].

1.2. Поиск центра вращения заготовки с фоточувствительным материалом

Типичное время записи дифракционных элементов на КЛЗС лежит в пределах 2-8 часов в зависимости от диапазона изменения радиальной координаты в области расположения элемента. В течение этого времени взаимное расположение интерферометра и оси вращения шпинделя должно быть совершенно неизменным, поскольку ошибки абсолютного позиционирования микрообъектива относительно оси вращения напрямую определяют точность формирования дифракционным элементом волнового фронта. Однако на практике невозможно избежать механических дрейфов в системе из-за температурных градиентов. Поэтому необходимо следить за положением оси вращения заготовки в процессе записи и корректировать при необходимости положение начала координат системы радиального перемещения. В CLWS-300 при прямой записи на пленках хрома положение оси вращения отслеживается путем фотоэлектрических измерений центра того же тестового кольца, что и для измерения траектории движения лазерного пучка [91]. При измерениях используется тот же лазерный пучок, что и при записи, но с существенно меньшим уровнем мощности. Однако при переходе к записи по фоторезисту такой метод нельзя перенести напрямую. Во-первых, само кольцо формируется в виде чисто фазовой рельефной структуры путем проплавления канавки на поверхности резиста (Рис. 1. 11). При этом образуются брустверы вдоль канавки, которые существенно осложняют измерение интенсивности отраженного света I_R . В силу изменения разности хода в пленке фоторезиста форма зависимости I_R от радиальной координаты может быть самой разнообразной, так как исходная толщина фоторезиста может быть выбрана различна исходя из конкретной задачи изготовления, и глубина проплавления канавки может получиться

различной. Чаще всего наблюдаются 2 минимума на вершинах брустверов и один максимум в центре канавки или обратная ситуация. Причем амплитуды боковых экстремумов могут быть неодинаковы при ассиметричной форме записывающего пучка. Автоматизировать обработку такой зависимости для поиска центра канавки достаточно сложно. В связи с этим для записи особо точных высокоэффективных ДОЭ на фоторезисте предложено делать специальную разметку подложки перед нанесением пленки фоторезиста [37, 94].



Рис. 1. 11. Схематичное представление типичной формы рельефа на кольце, записанном на фоторезисте.

Нанесение разметки может быть осуществлено на пленке хрома по термохимической лазерной технологии [45,46]. Поскольку при термохимической записи формируется негативное изображение, то достаточно записать только сами небольшие метки, а остальная неэкспонированная пленка хрома будет стравлена при жидкостном проявлении. При термохимической записи бинарных синтезированных голограмм на пленке хрома достаточно сформировать только одна метка – кольцо вокруг центра вращения. По нему можно производить периодический поиск центра вращения во время записи для коррекции начала полярной системы координат [73]. Такой подход не может быть применен для систем лазерной записи с одним записывающим ультрафиолетовым лазером, так как многократное повторение процесса измерения даже при малой мощности приведет к существенному переэкспонированию фоторезиста и последующему удалению этого участка после проявления фоторезиста. Для решения этой проблемы было предложено формировать на пленке хрома линейку высоко отражающих меток в виде

коротких сегментов колец на разных радиусах в диапазоне записи заданного РОЭ (Рис. 1.12).

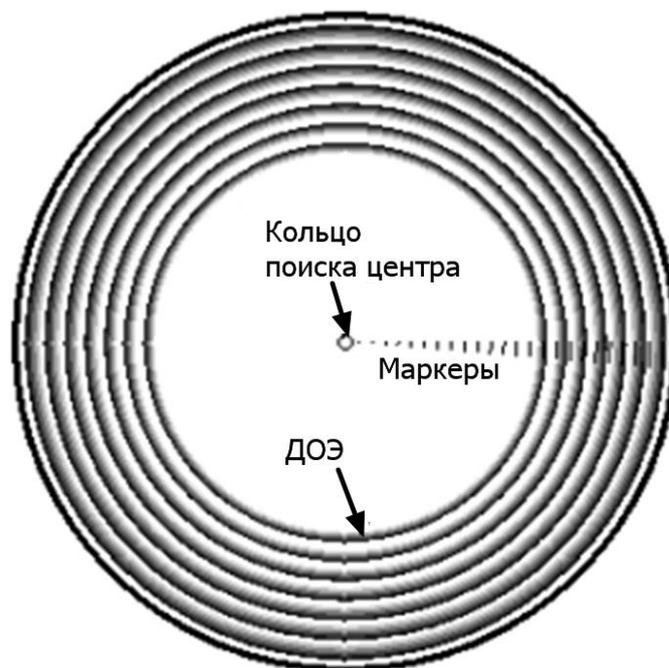


Рис. 1.12. Линейка меток для периодической калибровки радиальной координаты.

Угловой размер сегментов определяется быстродействием системы фотоэлектрического считывания. В наших экспериментах он был порядка 1 градуса. Ширина сегментов в радиальном направлении составляла приблизительно 1 микрон. Сегменты линейки располагались с шагом 1-2 мм во всем радиальном диапазоне изготавливаемого элемента. Запись линейки меток занимает не более 60 секунд. За это время дрейф расстояния между центром вращения шпинделя и интерферометром ничтожен. Поэтому можно было считать, что метки записаны на расчётных радиальных координатах. Тем не менее перед записью элемента на фоторезисте производилось измерение положения всех меток. Это занимало небольшой период времени, дрейф за время которого был также незначителен. Координаты положения меток запоминались программой и использовались в дальнейшем для периодической калибровки радиальной координаты.

После нанесения центрального кольца и линейки меток на подложку наносился фоторезист, и она после предэкспозиции [93] устанавливалась на планшайбу шпинделя. Совмещение центрального кольца с центром вращения шпинделя производилось с точностью не хуже $\pm 0,25$ мкм по наблюдению изображения кольца с помощью камеры КЛЗС [Рис. 1. 1]. После процедуры совмещения производилось фотоэлектрическое измерение положения каждой метки и затем начиналась запись РОЭ, во время которой вслед за экспонированием участка между каждыми двумя соседними метками измерялось положение метки на границе с необлученным участком и при необходимости производилась коррекция величины радиальной координаты на величину смещения метки. Для измерения метки требовалось существенно меньшее время чем для измерения центрального юстировочного кольца, так как не требовался переезд в центр подложки. Каждая метка измерялась только 2 раза и паразитное увеличение поглощенной энергии было незначительным. Тем не менее, фоторезист над метками получал дополнительную дозу экспозиции за счет отражения от пленки хрома. В результате глубина рельефа над меткой увеличивалась. Однако это не имеет принципиального значения, так при переносе дифракционной структуры в материал подложки метки играют роль маски, так как скорость травления хрома в плазме очень мала. В связи с этим метки необходимо располагать на участках где экспозиция минимальна, а высота рельефа максимальна. Тогда фактически после стравливания фоторезиста поверхность под хромовыми метками будет примерно на том же уровне. Кроме этого даже при наличии ошибки в глубине рельефа на метках, общая площадь меток ничтожна по сравнению с площадью РОЭ, и поэтому они никак не влияют на волновой фронт формируемый элементом и его дифракционную эффективность.

Данный подход хорошо зарекомендовал себя при изготовлении высокоэффективных прецизионных объективов [94] на установке CLWS-300 в Университете Штутгарта, оснащенной аргоновым лазером, настроенным на

длину волны 457 нм для записи на фоторезисте. В частности, для интерферометрических задач был изготовлен прототип прецизионного дифракционного объектива с диаметром 80 мм и $NA=0.158$ для $\lambda=632.8$ нм на прецизионной подложке из плавленного кварца. На Рис. 1. 13, а показана интерферограмма этого объектива, полученная в интерферометре Тваймана-Грина фирмы (Fisba μ Phase[®] DCI2) с фазовым сдвигом, а на Рис. 1. 13, б даны для сравнения зависимости от радиальной координаты ошибок волнового фронта, измеренных по интерферограмме и усредненных по угловому направлению, и ошибок, вычисленных из измерения положения меток в серии, нормированных на локальный период структуры ДОЭ и затем умноженных на длину волны 632.8 нм.

Ошибки, вычисленные из интерферограммы, подверглись сильной низкочастотной фильтрации и поэтому скачки, видимые на интерферограмме смазались. Графики демонстрируют тем не менее вполне хорошее согласие. Наличие скачков на графике расчетной ошибки объясняется тем, что на данных радиусах измерения положения меток показали наличие дрейфа положения конкретной метки свыше 100 нм. В этом случае программное обеспечение делало коррекцию текущей координаты, которая и приводила к скачку. После коррекции координаты снова производилось измерение метки. Поэтому в таких точках есть 2 значения ошибки. При малых радиусах такие коррекции также происходили, но их величина, нормированная на локальный период дифракционной структуры относительно мала. Большой дрейф начала координат, объясняется тем, что система CLWS-300 в ИТО работает в помещении с грубой регулировкой температуры в диапазоне ± 1 градус. Тем не менее изготовленный дифракционный объектив продемонстрировал возможность достижения остаточной ошибки волнового фронта на уровне $\lambda/20$ (среднеквадратичное отклонение, далее СКО) при однократном проходе.

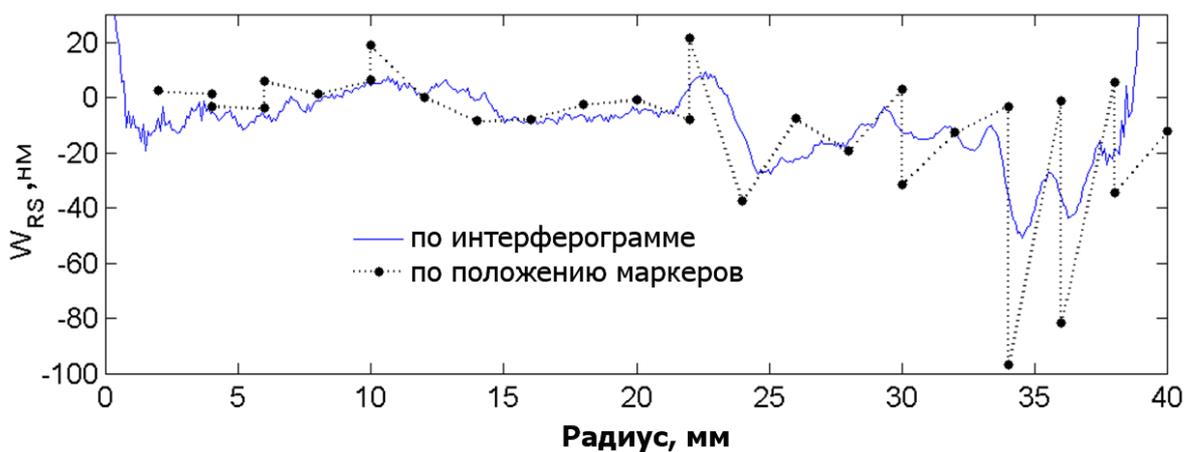
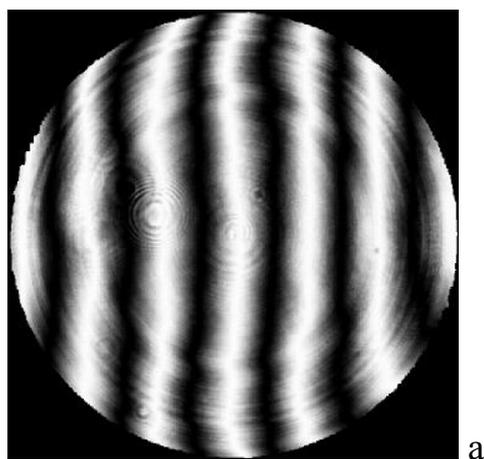


Рис. 1. 13. Зависимости от радиуса ошибок волнового фронта, измеренных по интерферограмме и усредненных по угловому направлению, и ошибок, вычисленных из измерения серии меток.

Метод нанесения предварительной разметки на пленке хрома для поиска центра вращения заготовки перед нанесением слоя фоторезиста прекрасно согласуется с методом повышения дифракционной эффективности на основе формирования контурной хромовой маски, детальной рассмотренном в параграфе 1.3.9 ниже. Кроме этого, преимуществом метода с серией меток перед методом поиска центра по единственному юстировочному кольцу вокруг центра вращения является то, что не требуется регулярный переезд в центр подложки. Это особенно важно для круговой лазерной записи на поверхностях вращения, которая стала возможной на КЛЗС, разработанных совместно КТИ НП РАН И ИАиЭ СО РАН. На такой системе переезд к единственному кольцу для поиска

центра вращения подложки требует моторизованного перемещения объектива по вертикали, что существенно повышает риск потери фокуса и порчи объектива.

1.3. Система управления мощностью записывающего лазерного пучка

Для получения заданной 3D микроструктуры РОЭ особенно важен канал модуляции мощности записывающего пучка. Развитие новых технологий записи стимулировало разработку новых систем модуляции. Поэтому за время проведения исследований было разработано и реализовано несколько оригинальных систем модуляции.

Первоначально все системы строились на применении одного акустооптического модулятора. Были разработаны три системы: с одним каналом обратной связи [95], с каналами прямой и обратной связи по сигналам с двух фотоприемников [96], и с тремя каналами обратной связи по сигналу с одного фотоприемника. Все эти системы реализовали кроме модуляции еще и функцию стабилизации мощности излучения и линеаризации модулирующей функции. Необходимость стабилизации вызвана большими шумами излучения лазеров ($\pm 5-10\%$) аргоновых лазеров, долговременной нестабильностью мощности из-за разюстировки их резонатора и требованием высокой точности задания мощности во всем динамическом диапазоне. Применение одного модулятора и для модуляции, и для стабилизации позволяло сократить энергетические потери в оптическом канале, что было принципиально важно при использовании лазеров, ориентированных на режим эксплуатации с пониженным током разряда (ЛГ-106, ЛГН-503). В качестве модулятора в схемах, рассматриваемых в данном параграфе, использовался акустооптический модулятор МЛ-201 с несущей частотой 80 МГц. Лазерный пучок падает на модулятор под углом Брэгга от нормали.

Неотъемлемым принципом построения систем модуляции мощности пучка стало применение обратной связи по свету в связи с достаточно большой шумовой составляющей излучения использовавшихся первоначально газовых

лазеров. Первоначально КЛЗС разрабатывались для записи бинарных элементов на хrome, и скоростная модуляция по угловой координате необходима была только в бинарном режиме. Затем возникла задача многоуровневой записи в связи с проведением исследований в ИАиЭ СО РАН по форматированию дисков-оригиналов для магнитооптической памяти [97]. Системы, созданные для выполнения этой задачи, стали позднее начальной базой для выполнения исследований по записи многоуровневых полутонных фотошаблонов и РОЭ.

Для обеспечения работы данной системы в режиме импульсной модуляции применялся двухбитный адаптер привода АОМ. Вывод информации на трехканальный привод АОМ осуществлялся по двухбитной линии связи синхронно с тактовыми импульсами, вырабатываемыми датчиком углового положения КЛЗС. Когда на обоих выходах Адаптера формировались низкие уровни, все каналы отключались от фотоприемника обратной связи и высокочастотного драйвера. При других значениях включались различные каналы. Системы модуляции с тремя каналами обратной связи и двухбитным адаптером привода АОМ были использованы для модернизации CLWS-300, поставленных в Институт технической оптики (далее ИТО) университета Штутгарта и Центр исследований ФИАТ (Турин, Италия).

Развитие технологий изготовления многоуровневых РОЭ поставило задачу прямой записи произвольных многоуровневых фазовых и амплитудных структур. Разработанная ранее для форматирования дисков-оригиналов оптической памяти трехканальная система модуляции нашла в этой области свое применение, так как она позволяла записывать при двукратной записи от 4 до 16 уровней в зависимости от типа материала. На Рис. 1. 14 показан способ применения трехканальной системы модуляции для двукратной записи многоуровневых структур. Для тепловых сред, не обладающих свойством линейного накопления наведенных лазерным излучением изменений при последовательном экспонировании, использовался алгоритм, показанный на Рис. 1. 14, а. Количество уровней ограничивалось семью в этом случае. Для

фоточувствительных материалов использовался алгоритм экспонирования, показанный на рис. Рис. 1. 14, б. Он позволяет записывать 16 уровней за два последовательных прохода.

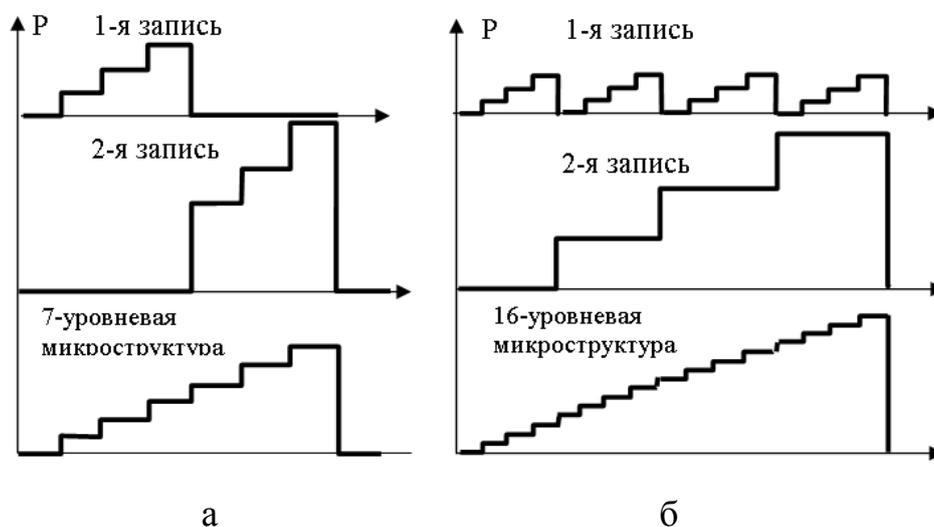


Рис. 1. 14. Применение трехканальной системы модуляции для двукратной записи многоуровневых структур: а - пример записи структуры с семью уровнями на нелинейном материале с тепловым механизмом записи, б - запись структуры с шестнадцатью уровнями на линейном аддитивном фотоматериале.

Такой аппаратно-программный подход был реализован нами при первой модернизации CLWS-300 в ИТО для проведения записи многоуровневых полутоновых фотошаблонов. Микрофотографии микроструктур, записанных с применением описанных выше систем для записи многоуровневых структур, показаны ниже в Главе 3. В целом же опыт эксплуатации одно- и трехканальной систем модуляции с одним модулятором показал ограниченность их возможностей для записи структур, занимающих небольшую часть кольцевого трека сканирования. Это ограничение вытекает из принципа работы этих систем: при длительном нахождении в режиме «хранения» уровень сигнала на выходе интегрирующей схемы выборки и хранения падает и мощность лазера также в это время меняется вследствие шумов. Кроме этого запись фазовых многоуровневых структур по фоторезисту на круговых записывающих системах требует изменять мощность пучка при записи в очень больших пределах, а один

акустооптический модулятор позволяет получить динамический диапазон модуляции интенсивности светового пучка порядке 1:300 во всем частотном диапазоне. Поэтому в основу дальнейших разработок систем модуляции для КЛЗС с аргоновыми лазерами была положена двухмодуляторная схема с независимой модуляцией по угловой и радиальной координате.

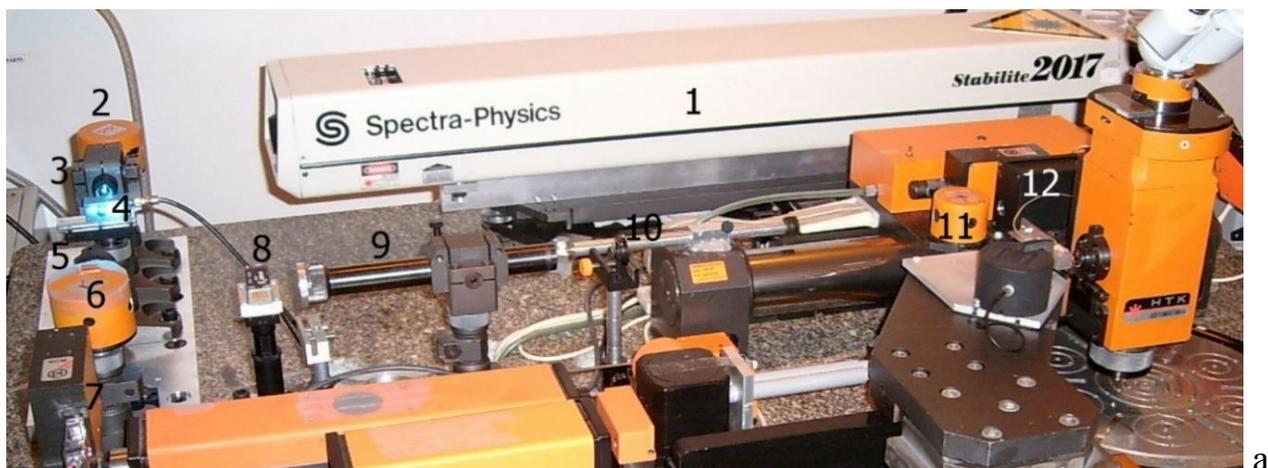
1.3.1 Управление мощностью пучка с отдельной модуляцией по угловой и радиальной координате

В принципе двухмодуляторная схема уже использовалась другими авторами [55,98]. Но она применялась редко в силу того, что большинство высокоточных лазерных систем осуществляют сканирование в декартовых координатах при практически постоянной (по сравнению с КЛЗС) скорости сканирования. В связи с этим, изменение мощности пучка с динамическим диапазоном порядка 1:300, который обеспечивается одним АОМ, вполне достаточно. Кроме этого, мощность лазерных источников излучения, генерирующих излучение в УФ области, была достаточно низкой и световые потери на втором модуляторе были нежелательны.

В 1999-2000 году КТИ НП и ИАиЭ СО РАН при активном участии автора совместно создали вариант установки CLWS-300 с двухмодуляторным оптическим каналом. Эта переходная установка имела аналоговое управление мощностью по радиальной координате и бинарное по угловой координате. Она была предназначена для изготовления осесимметричных многоуровневых РОЭ и бинарных ДОЭ с произвольной микроструктурой.

На основе этого опыта была проведена модернизация оптического канала CLWS-300 в Институте технической оптики Университета Штутгарта. Оптический канал был подобен, созданному для установки, поставленной в Институт физики Ланьчжоу. Фотография и функциональная схема модернизированной CLWS-300 в Институте технической оптики показаны на Рис. 1.15. Эта установка позволяла уже осуществить независимую аналоговую

модуляцию как по радиальной (медленная модуляция) так и по угловой координатам.



1 – Ar⁺ лазер, 2 – М1, 3 – Л1, 4- АОМ1, 5 – Л2, 6 – СД1, 7 – ФП ООС, 8 – АОМ2, 9 – Л3, 10 – Д2, 11 – СД2, 12 – ФПК.

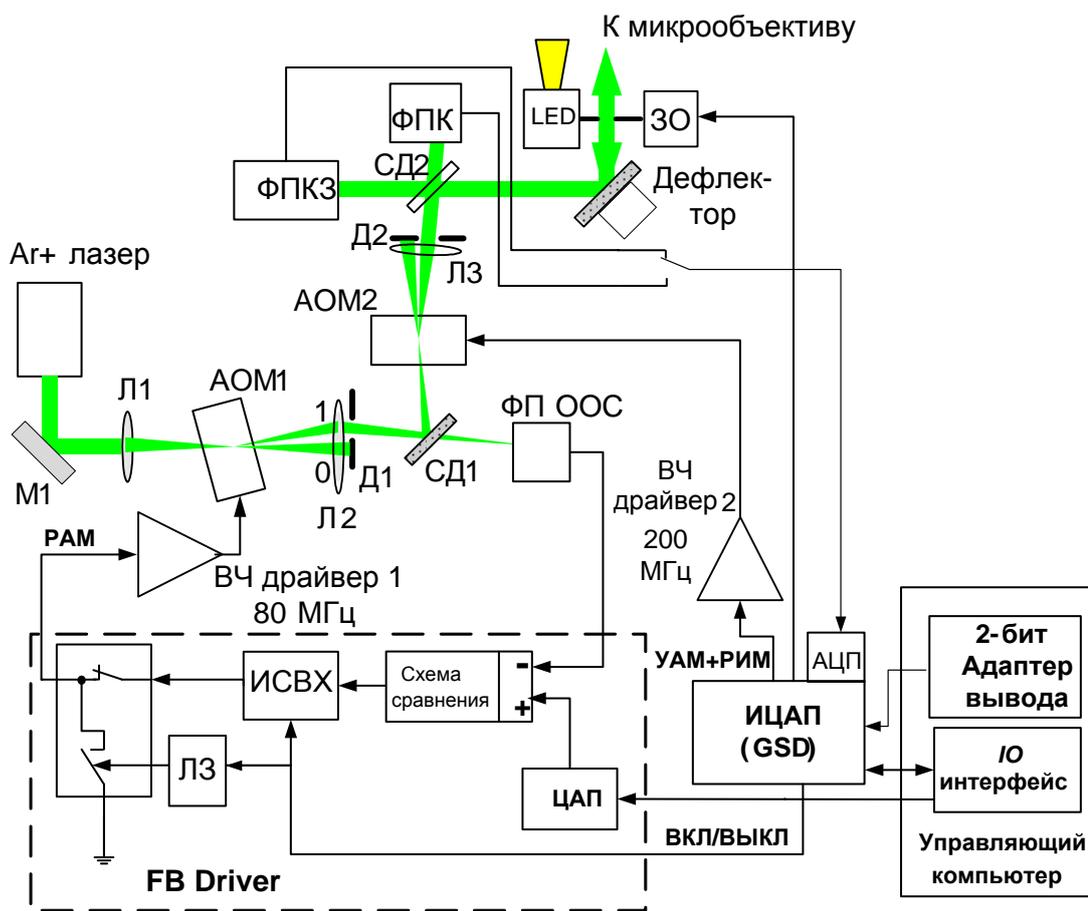


Рис. 1.15. а – фотография оптического блока двухмодуляторного канала записи на КЛЗС, б – упрощенная функциональная схема управления двухмодуляторным каналом записи.

На Рис. 1.15, а и б приняты следующие обозначения: М1 – поворотное зеркало, Л1, Л3 – телескопические объективы, АОМ1 и АОМ2 – акустооптические модуляторы, Л2 – положительная линза с диафрагмой Д1 для выделения первого порядка дифракции, СД1 и СД2 – светоделители с пропусканием 1-5%, ФП ООС – фотоприемник отрицательной обратной связи для управления АОМ1, Д2 – диафрагма для выделения первого порядка дифракции от АОМ2, ФПКЗ – фотоприемник контроля записи, ФПК – фотоприемник калибровки, ЗО – электромагнитный затвор-осветитель с желтым светодиодом, ИЦАП – инкрементный цифро-аналоговый привод, ИО интерфейс – интерфейс ввода-вывода информации из компьютера, FB Driver – драйвер обратной связи для АОМ1, ИСВХ - интегрирующая схема выборки и хранения, ЛЗ – линия задержки. АОМ1, охваченный обратной связью по сигналу с высокоскоростного ФП ООС, используется для подавления флуктуаций мощности лазера и радиальной аналоговой модуляции излучения (РАМ) в зависимости от радиальной координаты (поддержание заданного уровня в течении одного оборота шпинделя, выключение лазерного пучка при переезде и установление нового уровня мощности при начале записи на следующем радиусе). Драйвер обратной связи для АОМ1 построен по одноканальной схеме [95]. Отличие заключается в том, что при переездах между кольцевыми треками сигнал включения/выключения для этого устройства вырабатывается новым устройством ИЦАП (GSD) - инкрементным цифро-аналоговым приводом (Gray-scale driver), предназначенным для скоростной угловой аналоговой модуляции (УАМ) с помощью АОМ2, синхронизированной с тактовыми импульсами угловой координаты.

АОМ2 управляется ИЦАП без обратной связи, но с регулярной калибровкой по сигналу с ФПК при перекрытом затвором ЗО пути к фокусирующему объективу для предотвращения воздействия на регистрирующий материал в процессе калибровки. При бинарной записи на АОМ2 подается уровень, обеспечивающий открытие модулятора на 70-90% от

максимума. При многоуровневой записи в результате калибровки измеряется передаточная функция АОМ2 путем линейного изменения сигнала на управляющем входе ВЧ драйвера 2 и измерения выходного сигнала ФПК. Полученная функция сравнивается с аналогичной функцией, измеренной при предыдущих записях элементов. При разнице между характеристиками, не описываемой операцией масштабирования, необходимо пересчитывать таблицу преобразования фазовых уровней РОЭ в сигнал управления АОМ2. Если обнаружена ошибка масштаба, то изменяется уровень мощности, задаваемый для АОМ1. Более подробно работа ИЦАП будет рассмотрена ниже. ФПК используется также для оперативной проверки линейности управления АОМ1 во всем диапазоне изменения сигнала с ЦАП перед записью.

В качестве АОМ2 использовался модулятор 1250С производства фирмы «ISOMET» с несущей частотой 200 МГц, обеспечивающий время нарастания/спада световых импульсов около 16 нс при диаметре перетяжки 100 мкм. На предельной для CLWS-300 скорости сканирования 10 м/с такое время нарастания/спада приводит к размыванию пространственных границ структур на величину 0.16 мкм. Однако для типовых диаметров кусочно-непрерывных ДОЭ в диапазоне 100 мкм эта размытие не превышает 50 нм, что существенно меньше радиуса записываемого пучка (порядка 0.35 мкм). Дифракционная эффективность в первом порядке составляет около 85%. Полоса модуляции, определяемая по падению модуляционной передаточной функции на 3Дб, при указанных выше параметрах составит не менее 25 МГц. С учетом того что тактовая частота вывода информации не превышала 16 МГц, а минимальный период формируемой дифракционной структуры составлял 6 тактовых импульсов (ограничение 2-битного адаптера вывода), указанный диапазон модуляции обеспечивал запись практически без искажений во всем разрешенном диапазоне периодов дифракционных структур.

Важной особенностью оптической части схемы, представленной на Рис. 1.15, является то, что она практически не чувствительна к перестройке длины

волны аргонового лазера. Перетяжка из первого модулятора переносится во второй модулятор линзой 9 при любом угле дифракции на АОМ1. Выходной пучок при перестройке длины волны с 514 нм на 457 нм не изменяет угловую диаграмму направленности, а только немного параллельно смещается из-за разницы углов дифракции световых пучков с разной длиной волны на АОМ2. В результате перестройка КЛЗС при переходе с термочувствительного на фоточувствительный материал (532 нм -> 457 нм) не требует существенной юстировки оптической схемы.

Формирование сигнала угловой аналоговой модуляции (УАМ) для АОМ2 при многоуровневой записи в системе управления мощностью пучка с независимыми блоками стабилизации и модуляции представляет серьезную проблему, так как требуются синхронно с вращением шпинделя формировать широкополосный аналоговый сигнал управления ВЧ драйвером 2, соответствующий заданному номеру уровня в записываемой многоуровневой структуре и учитывающий нелинейность АОМ и материала. Для этой цели должно использоваться специальное цифро-аналоговое устройство, имеющее блок синхронизации, буферное ОЗУ для хранения информации о записи структуры на текущем обороте шпинделя и загрузки информации о рисунке на следующем после переезда обороте шпинделя, а также ОЗУ для хранения обратной характеристической кривой оптического модулятора и светочувствительной среды. Но проблема не только в разработке такого устройства, но и в алгоритме управления всей системой модуляции для полутоновой записи и в разработке программного обеспечения, реализующего возможности устройства и алгоритм работы системы в целом.

Например, при исследовании методов записи полутоновых фотошаблонов на КЛЗС (см. глава 2) возникла необходимость в режиме радиальной импульсной модуляции для выполнения задачи прецизионного управления светоиндуцированным изменением коэффициента пропускания Т регистрирующей среды путем аналоговой модуляции мощности записывающего

пучка P во всем диапазоне радиальной координаты. Получение зависимостей $T(P, r)$ наиболее сложно при записи вблизи центра вращения заготовки (0 - 1 мм), когда вариация скорости движения записывающего пучка на размере тестовой структуры очень велика. Для решения этой проблемы нами было предложено использовать радиальную импульсную модуляцию для экспонирования кольцевых дорожек серией коротких импульсов лазерного излучения с постоянной длительностью и постоянным пространственным периодом δ между точками их включения. В результате частота импульсов растет пропорциональным радиусу r записываемой дорожки. Шаг δ следования световых импульсов выбирается из условия постоянности величины переналожения соседних экспонируемых пятен. Если поверхность термочувствительного регистрирующего материала успеет в основном остыть за время между импульсами, то мощность пучка, требуемая для записи, не будет практически зависеть от скорости сканирования, и весь процесс записи будет производиться при одинаковых параметрах. Особенности применения импульсной модуляции для записи на фоточувствительных материалах будут рассмотрены в параграфе 1.3.8.

Еще более важной проблемой является объем информации необходимый для описания многоуровневых структур с произвольной микроструктурой, который во много раз больше, чем для бинарных структур. При прямом попиксельном кодировании дифракционного элемента с несколькими десятками уровней фазы и размером пикселей 0.1-0.3 мкм объем полученной информации может достигать тысяч гигабайт. Объем информации наряду с низкой скоростью записи является одним из существенных ограничителей для применения стандартных электроннолучевых и лазерных сканирующих систем, разработанных для микроэлектроники, к задачам дифракционной оптике. Часто процесс кодирования, преобразования в выходной формат данных устройства и записи одного элемента занимает значительное время, исчисляемое неделями.

1.3.2 Метод инкрементной записи РОЭ

Для сокращения объема информации и ускорения работ по развитию технологии записи произвольных многоуровневых РОЭ автором был разработан метод инкрементной записи. Этот метод основан на инкрементном представлении модуляционной функции многоуровневого РОЭ вдоль траектории сканирования записывающего пучка последовательностью четырех операций управления уровнем фазы. Такое кодирование возможно для широкого класса РОЭ, многоуровневая модуляционная функция которых рассчитывается в рамках геометрикооптического подхода [99] с одинаковой кратностью по модулю 2π для всей площади элемента и одинаковым количеством фазовых уровней K . В большинстве таких структур, представленных в виде ступенчатого многоуровневого профиля, каждый i -ый уровень в дифракционной структуре может соседствовать с уровнями, номер которых на 1 больше или меньше, если номер текущего уровня удовлетворяет условию $1 < i < K$. Рядом с 1 уровнем может находиться только 2-ой и K -й уровни, а рядом с K -м – соответственно, 1-й и $K-1$ -й уровни. Данное поведение реализуется цифровым счетчиком с заданным количеством разрядов и двумя входами, задающими положительный или отрицательный инкремент (Рис. 1.16). Для увеличения помехозащищенности такого счетчика уровней необходимо еще ввести периодический безусловный сброс на базовый (1-й или K -й) уровень, в тех местах структуры, где он должен быть. Тогда локальные ошибки в описании структуры РОЭ или ложных срабатываний счетчика из-за электрических помех не приведут к разрушению всей структуры. Наличие операции сброса отличает разработанный подход от известного инкрементного метода представления данных. Таким образом, предложенный метод позволяет кодировать структуру многоуровневого РОЭ только двумя битами информации вне зависимости от количества уровней K . Эффективность сокращения объема передаваемой информации демонстрируется графиком на Рис. 1.17.

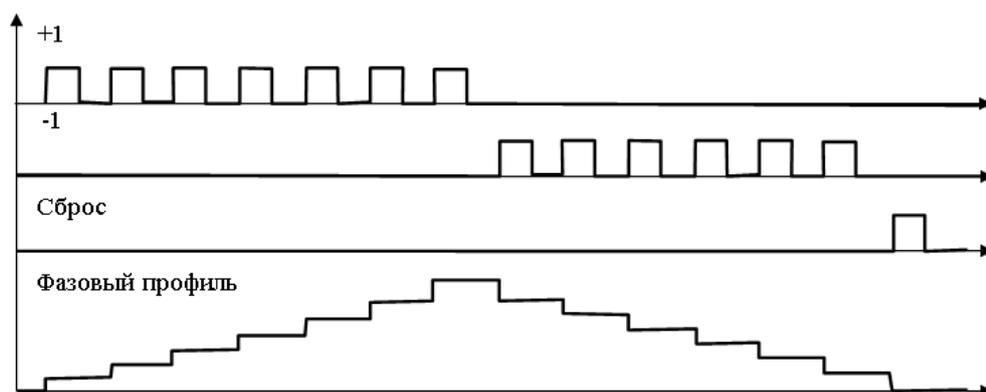


Рис. 1.16. Алгоритм инкрементного формирования многоуровневой структуры.

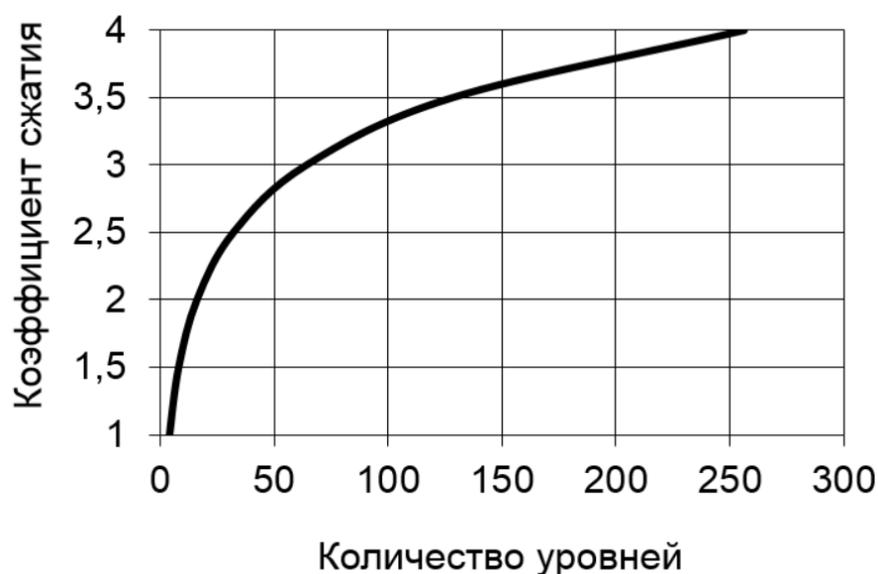


Рис. 1.17. Коэффициент сжатия информации как функция количества уровней в многоуровневом РОЭ.

Сочетание разработанного метода с векторной формой представления графической информации позволяет получить существенный выигрыш по сравнению со стандартными x-y системами. Немаловажным преимуществом является также то, что инкрементный метод позволяет перейти к записи сложнейших многоуровневых структур с минимальными доработками расчетных программ и управляющего программного обеспечения системы записи. А в настоящее время необходимость разработки нового программного обеспечения является одним из основных сдерживающих факторов для внедрения новых технологий и устройств.

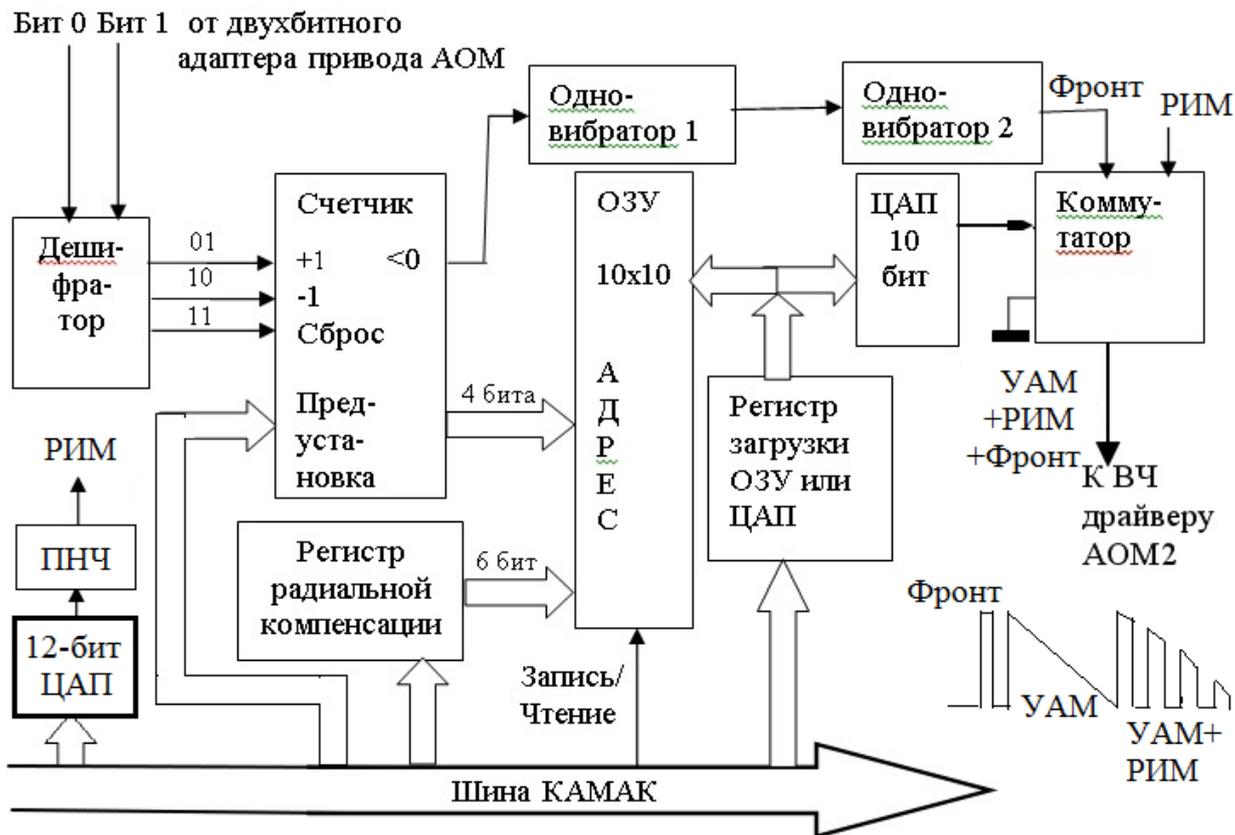
1.3.4. Инкрементный цифро-аналоговый привод модулятора

Для реализации метода инкрементной записи был разработан инкрементный цифро-аналоговый привод АОМ в стандарте КАМАК, показанный на Рис. 1. 18 вместе с приводом АОМ1 (FB driver – Feedback driver), работающим с обратной связью. Блок-схема ИЦАП изображена на Рис. 1. 19. Двухбитный входной цифровой сигнал декодируется дешифратором в четыре возможные комбинации (00, 01, 10, 11). Одна из этих комбинаций (00) используется для обозначения отсутствия изменений в системе. Остальные комбинации используются для управления счетчиком уровня: 01 - положительный инкремент (+1 уровень), 10 - отрицательный инкремент (-1 уровень) и 11 – сброс на базовый уровень (первый или K -й уровень). Выходы счетчика уровня задают часть адреса для чтения из ОЗУ, в которое перед записью загружается совместная обратная характеристическая кривая оптического модулятора и светочувствительной среды. Эта часть адреса определяет вид зависимости выходного сигнала устройства от номера уровня. Вторая часть (старшие биты) адреса задается регистром радиальной компенсации, служащим для выборки из ОЗУ обратной характеристической кривой для данного значения радиальной координаты. Информация, прочитанная из оперативного запоминающего устройства (ОЗУ), подается на высокоскоростной ЦАП. При 4-х разрядном счетчике количество уровней в записываемой многоуровневой структуре равно 16. Состояние СБРОС счетчика уровня используется на участках структуры, где располагается первый уровень (состояние выходов - 0000).



FB driver – блок управления АОМ обратной связью,
 Gray-scale Driver – инкрементный цифро-аналоговый привод второго АОМ,
 VHF driver – ВЧ драйвер АОМ1.

Рис. 1. 18. Комплект модулей КАМАК для реализации инкрементной записи.



ПНЧ – преобразователь напряжение-частота, ОЗУ – оперативное запоминающее устройство, УАМ – угловая аналоговая модуляция, РИМ – радиальная импульсная модуляция.

Рис. 1. 19. Блок-схема инкрементного цифро-аналогового привода.

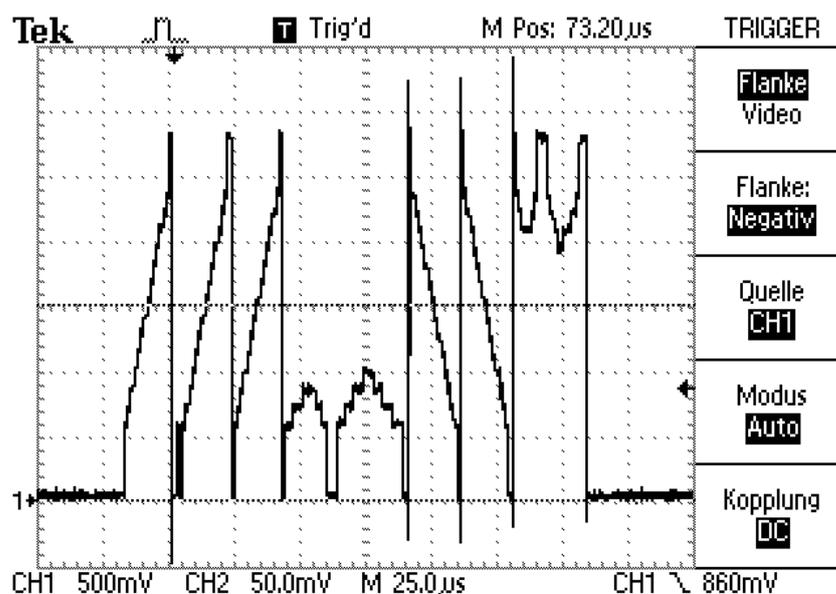


Рис. 1.20. Осциллограмма выходного сигнала инкрементного цифро-аналогового привода АОМ при записи тестовой полутоновой структуры.

На Рис. 1.20 показан пример осциллограммы выходного сигнала инкрементного цифро-аналогового привода АОМ при записи тестовой полутоновой структуры. Несмотря на то, что устройство дает только 16 уровней, точность установления каждого уровня определяется разрядностью ЦАП (использовался ЦАП 8 бит) и точностью определения обратной характеристической кривой, загружаемой в ОЗУ.

На первый взгляд метод инкрементной записи относительно прост, но при его использовании возникает ряд проблем и ограничений. Первая трудность заключается в том, что требуется модифицировать алгоритмы расчета дифракционных структур. Классические методы расчета ДОО дают информации о координатах краев каждого уровня фазы. В данном же случае требуется определять еще и знак изменения фазы на каждой границе между уровнями фазы. Причем знак изменения фазы должен определяться вдоль траектории движения пучка с учетом направления вращения. Поэтому окончательные картины распределения положительного и отрицательного инкрементов могут быть получены только на стадии конверсии многоуровневого графического

файла, описывающего структуру ДОЭ, в формат полярных координат, либо при прямом расчете структуры непосредственно в полярных координатах. Другая трудность заключается в том, что для каждого кольцевого трека (или витка спирали) требуется сделать установку необходимого начального уровня на границе фотошаблона, с которой начинается запись. Эта проблема была решена путем введения специальной установочной зоны на краю голограммы. На Рис. 1.21 показана фотография полутоновой маски с установочной зоной на левом краю. Если используется спиральное сканирование, и витки спирали находятся полностью внутри голограммы, то необходимость в установочной зоне отпадает.



Рис. 1. 21. Фотография полутоновой маски.

При записи на КЛЗС мощность лазерного пучка, требуемая для записи определенного уровня структуры, зависит от радиальной координаты. Регистр радиальной компенсации в инкрементном приводе дает возможность загружать в ОЗУ перед записью до 64 (6 бит регистра радиальной компенсации) вариантов обратной характеристической кривой. То есть, диапазон радиальной координаты, используемый для записи данного РОЭ, может быть разбит на 64 поддиапазона, в каждом из которых обратная характеристическая кривая не меняется. В принципе, если 64 поддиапазона недостаточно, то запись может быть остановлена на промежуточном радиусе, и в ОЗУ может быть загружена

новая заранее подготовленная матрица обратных характеристических кривых (ОХК). Формирование матрицы ОХК осуществляется перед записью на основе предварительного тестирования светочувствительной среды. Однако возникает проблема медленного дрейфа параметров системы управления вторым модулятором в течение записи, который приводит к изменению передаточной характеристики системы ВЧ драйвер – АОМ2. Для коррекции матрицы ОХК при длительном процессе записи в общем случае должны производиться промежуточные остановки и осуществляться калибровка по сигналу фотоприемника ФПК (Рис. 1.15). На практике проблема решается пассивной температурной стабилизацией компонентов системы – модуляторов и ВЧ драйверов. Вся установка КЛЗС работает в помещении с нестабильностью температуры не более ± 0.5 градуса.

Кроме формирования сигнала угловой амплитудной модуляции (УАМ) для АОМ2, блок ИЦАП формирует сигнал радиальной импульсной модуляции (РИМ) для АОМ2 преобразования 12-битного кода, пропорционального радиальной координате, в напряжение и затем в частоту. Диапазон генерируемых частот составлял от 100 Гц до 400 кГц, что позволяло использовать режим импульсной модуляции практически от центра вращения подложки до радиуса около 1500 мкм.

В инкрементном цифро-аналоговом приводе заложена возможность устранения эффекта оконтуривания при резком возрастании мощности пучка на границе дифракционной зоны полутонного фотошаблона (см. Главу 2). Для компенсации этого эффекта необходимо на некоторое время снижать количество поглощаемой материалом энергии. В данном устройстве реализован вариант ослабления энергии пучка за счет кратковременного его выключения. В результате с учетом инерции термочувствительной регистрирующей среды поглощаемая энергия на фронте уменьшается. Фронт, на котором должна произойти генерация переходного процесса, определяется по появлению на выходе счетчика сигнала окончания счета на уменьшение. Одновибратор 1

вырабатывает первичный импульс включения модулятора, а одновибратор 2 вырабатывает импульс выключения (паузы) модулятора до окончательного установления модулирующего сигнала. На Рис. 1. 22 показана осциллограмма сигнала на выходе фотоприемника, установленного за АОМ2, в режиме вывода ИЦАП сигнала на основе ОХК с формированием на положительном фронте первичного импульса и паузы для компенсации излишнего поглощения энергии регистрирующей средой.

Опыт, полученный при эксплуатации ИЦАП и двухмодуляторного канала записи, стал стимулом для разработки в ИАиЭ СО РАН векторного функционального генератора [100,101], устанавливаемого непосредственно в управляющий компьютер на PCI шину и реализующий на новом цифровом уровне функциональные возможности, апробированные в ИЦАП.

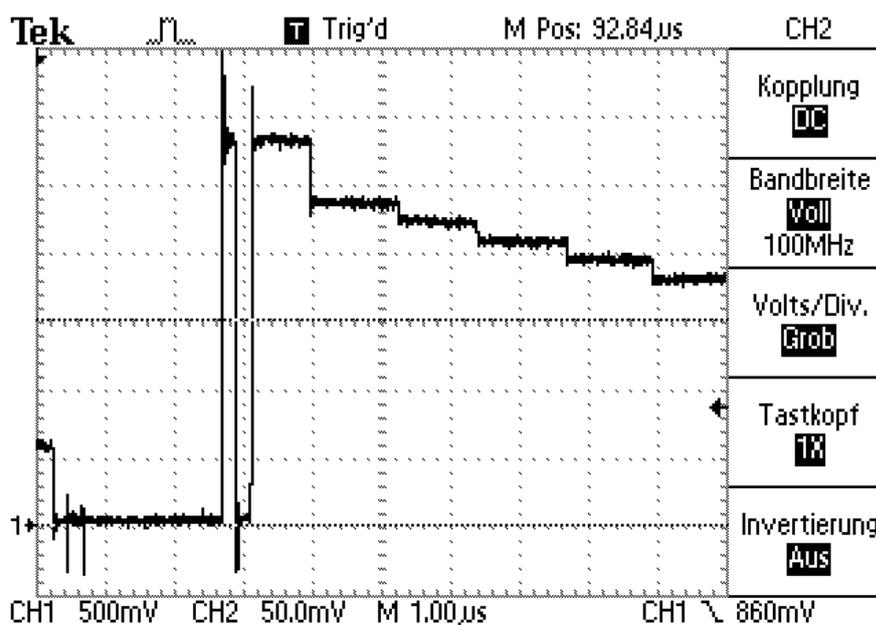


Рис. 1. 22. Осциллограмма выходного сигнала фотоприемника в режиме инкрементной записи с импульсом компенсации оконтуривания.

1.3.5. КЛЗС с двумя записывающими лазерами

Многообразие типов дифракционных и микрооптических элементов создает стимул к развитию технологий и оборудования для их изготовления с максимально возможной точностью и экономической эффективностью.

Лазерные технологии и оборудование на основе использования термоструктурных, термохимических и фоточувствительных материалов позволяют создавать практически весь спектр микроструктурированных оптических элементов. Термоструктурные и термохимические материалы используются для создания бинарных и полутонных фотошаблонов, а фоточувствительные материалы (в основном это позитивные фоторезисты) позволяют формировать бинарный и многоуровневый фазовые микро рельефы [101], а также изготавливать бинарные фотошаблоны путем проявления маскирующего слоя через окна в фоторезисте. Фоточувствительные материалы экспонируются, как правило, УФ излучением малой мощности, а для записи на термочувствительных материалах используются обычно на 2-3 порядка более мощные лазерные источники излучения видимой области спектра. В ранних моделях лазерных записывающих систем CLWS-300/С и CLWS-300/С-М, разработанных совместно КТИ НП и ИАиЭ СО РАН, а также CLWS-300IAE до 2007 года (см. Рис. 1.2) для реализации фото- и термо процессов формирования микроизображения и рельефа использовался один лазерный источник – аргоновый лазер с перестройкой длины волны от 457 до 514 нм [70].

Однако развитие высокостабильных твердотельных и диодных лазеров с энергопотреблением на несколько порядков ниже, чем у аргонового лазера, но генерирующих излучение только на одной длине волны, сделало актуальной разработку лазерной записывающей системы, включающей два лазера: один – с длинной волны актиничной для фоторезиста (360-460 нм) и мощностью порядка 10-100 мВт, а второй – с мощностью 1-2 Вт для записи на термочувствительных средах. Система с двумя записывающими твердотельными лазерами безусловно сложнее, но она более эффективна и экологична с точки зрения потребления электроэнергии и охлаждающей воды, чем система с арговым лазером. Кроме этого она позволяет более полно реализовать преимущества каждого из двух лазеров и оперативно переключаться с одной технологии записи на другую без оптической юстировки и даже комбинировать использование лазеров на разных

длинах волн при записи одного элемента (см. главу 3). Прототип двухлазерной КЛЗС был создан автором в Институте технической оптики Университета Штутгарта на базе двухмодуляторной CLWS-300С с аргоновым лазером, показанной на рис. Рис. 1.15,а. Компактность диодного лазера, имевшего специальный объектив для фокусировки выходного пучка в кристалл единственного АОМ, позволила разместить канал для записи на фоторезисте целиком на столе радиальной координаты. Во втором оптическом канале, установленном на столе радиальной координаты (фотография на Рис. 1. 23, а) были использованы УФ диодный лазерный модуль LDM405.30 с длиной волны 405 нм и мощностью 30 мВт фирмы Omicron (Германия) и акустооптический модулятор ISOMET 1250С-848 с несущей частотой 200 МГц.

На Рис. 1. 23, б показано, как оптическая схема второго УФ канала записи включена в оптическую схему двухмодуляторного канала с аргоновым лазером, показанную на Рис. 1.15, б. В схему включены следующие элементы кроме УФ лазера: М1, М2 – зеркала, АОМ3 – акустооптический модулятор, Л4-Л5 – линзы коллиматора, ДЗ – прецизионная диафрагма, АПП - аттенюатор переменного пропускания, СДЗ – светоделитель для объединения зеленого и ультрафиолетового пучков. Компенсатор (К1) был необходим для устранения влияния сдвига зеленого пучка в светоделителе СДЗ.

Функция медленного управления мощностью пучка в зависимости от радиальной координаты – радиальная аналоговая модуляция (РАМ) - была реализована через вход аналоговой модуляции лазерного модуля LDM405.30 (Рис. 1. 23, б), линеаризованного на аппаратном уровне оптоэлектронной схемы лазера. По этой причине, а также в связи с тем, что остаточные шумы интенсивности излучения диодного лазера не превышают 1%, не было необходимости в фотоприемнике и цепи внешней обратной связи.

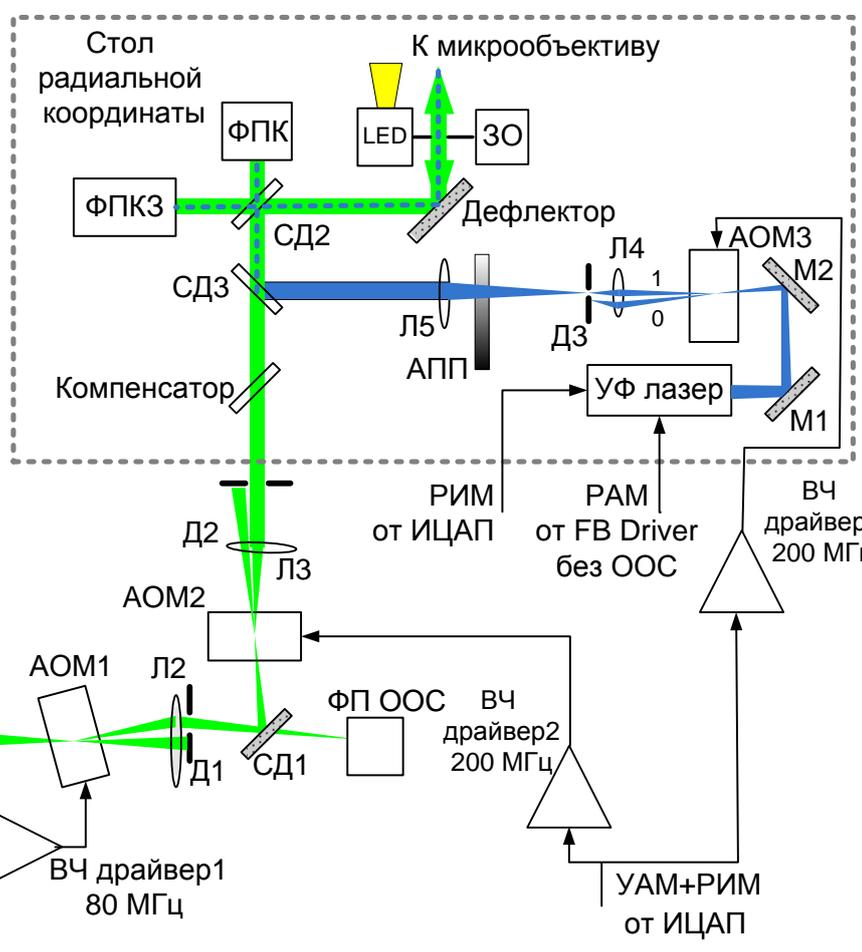
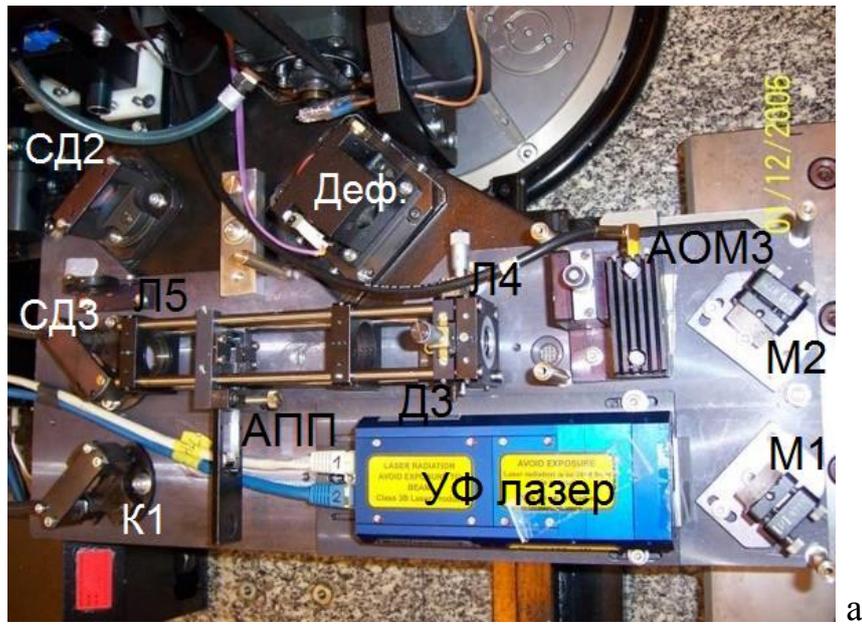
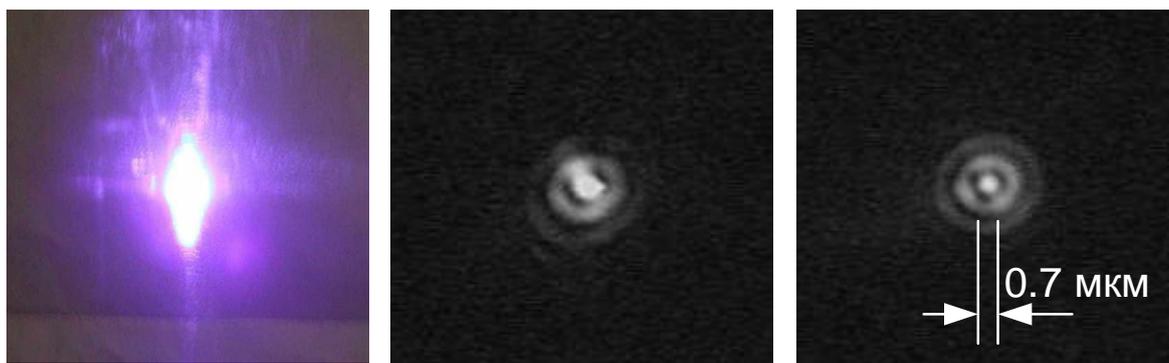


Рис. 1. 23. а – Оптический канал с диодным УФ лазером на модернизированной CLWS-300, б – его оптическая схема без управляющих блоков.

Скоростная угловая аналоговая модуляция (УАМ) осуществлялась с помощью АОМЗ, на ВЧ драйвер 3 которого подавался тот же самый управляющий сигнал, что и на ВЧ драйвер 2. В режиме импульсной записи сигнал РИМ накладывался как на сигнал УАМ для АОМЗ, так и подавался непосредственно на вход высокоскоростного цифрового управления (полоса - до 100 МГц) лазера LDM405.30. В связи с тем, что сигнал управления задерживается на время в АОМ из-за конечной скорости распространения ультразвуковой волны, на выходе модулятора формируются импульсы с длительностью меньшей, чем на выходе лазера на время задержки. В стандартной конфигурации АОМ расстояние от центра пучка до пьезоизлучателя порядка 2 мм. При скорости ультразвуковой волны 4.2 мм/мкс в кристалле TeO_2 задержка составит 476 нс. Обычная длительность импульсов РИМ выбирается порядка 200-300 нс. Таким образом, АОМ откроется уже после окончания световых импульсов на его входе. Для решения этой проблемы кожух модулятора ISOMET 1250С-848 был доработан так, так чтобы лазерный пучок проходил на самом краю просветляющего покрытия как ближе к пьезоизлучателю. Таким образом, задержка была снижена до 150 нс. Длительность импульсов РИМ была увеличена до 350 нс, что позволило сформировать световые импульсы длительностью 200 нс с контрастом модуляции как минимум в 100 раз выше чем при подаче сигнала РИМ только на один АОМ.

Для грубого подбора диапазона интенсивности для записи по фоторезисту в оптомеханический блок был установлен амплитудный ступенчатый аттенюатор переменного пропускания (АПП). Поскольку в лазере отсутствовала возможность оперативного включения-выключения, электромагнитный затвор-осветитель использовался для перекрытия входной апертуры микрообъектива при работе в режимах юстировки и калибровки, связанных с длительным нахождением микрообъектива на одной радиальной координате.



а

б

в

Рис. 1. 24. Фотографии пучка УФ диодного лазера: а – в дальней зоне на бумаге, б – в фокусе микрообъектива без диафрагмы ДЗ, в – в фокусе с ДЗ.

Важным с технологической точки зрения вопросом является качество записывающего лазерного пучка. Не смотря на то что производители специфицируют фактор качества $M2$ близкий к 1, пучок диодного лазерного модуля содержит достаточно интенсивную рассеянную составляющую УФ излучения (Рис. 1. 24, а), вызванную несовершенством формы асферических оптических элементов оптической схемы лазера. Кроме этого, лазерный пучок, прошедший в первый порядок дифракции, искажается акустооптическим модулятором [102]. Поэтому лазерный пучок необходимо подвергать пространственной фильтрации. Для этой цели в фокусе первой двояковыпуклой линзы Л4 с фокусным расстоянием 15 мм была установлена диафрагма ДЗ диаметром 15 мкм. Она также блокирует все дифракционные порядки кроме первого. После прохождения ДЗ пучок коллимируется линзой Л5. Улучшение качества фокусировки и размера пятна хорошо видно из сравнения микрофотографий на Рис. 1. 24, б и в.

В размещении УФ оптического канала на каретке радиальной координаты есть несомненные преимущества. Расходимость пучка на выходе линзы Л5 можно выбрать таким образом, чтобы положение плоскостей фокусировки зеленого и УФ излучения совпадали, и не было необходимости в перестройке системы автофокусировки. При компактном и коротком оптическом пути

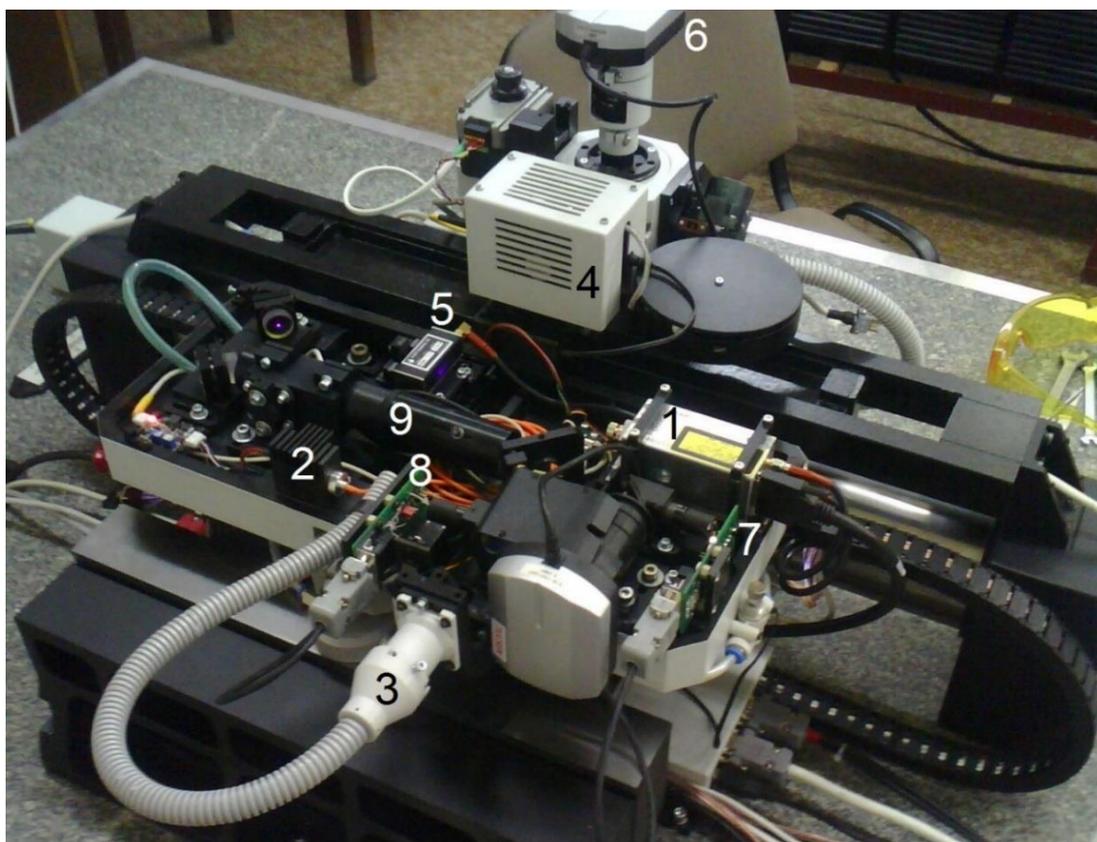
снижается вероятность угловых колебаний пучка из-за движения воздуха, всегда присутствующего из-за системы вентиляции и вращения шпинделя.

Изменяя фокусное расстояние линзы Л5, можно изменять диаметр УФ пучка на входе микрообъектива и таким образом уменьшать пространственное разрешение, чтобы уменьшать неровность рельефа из-за ошибок позиционирования лазерного пучка. Подробнее вопросы оптимального выбора размера записывающего пучка и шага перемещения по радиальной координате рассмотрены в главе 3.

На установке CLWS-300С в Штутгарте с двумя записывающими лазерами были выполнена экспериментальная проверка метода периодической проверки радиальной координаты при записи на заготовке с фоточувствительным материалом (параграф 1.2). Наличие мощного аргонового лазера позволило записать линейку меток на пленке хрома, а затем производить по ним периодическую калибровку радиальной координаты при записи с УФ лазером на той же подложке покрытой фоторезистом.

1.3.6. КЛЗС с полностью мобильным оптическим каналом

Наличие огромного разнообразия фоторезистов для бинарной и аналоговой фотолитографии ставит естественный вопрос о разработке варианта КЛЗС специализированного только для прямой лазерной записи на фоторезисте (технология описана подробнее в главе 4). Такая установка была создана для Харбинского технологического университета (ХИТ) совместно КТИ НП СО РАН и ИАиЭ СО РАН при активном участии автора [103]. Оптический канал этой системы полностью мобильный, то есть размещается целиком на каретке радиального перемещения (Рис. 1. 25). Он построен по схеме с одним записывающим диодным УФ лазером (PhoxX-405-120 фирмы Omicron GmbH, Германия), имеющим мощность 120 мВт и длину волны 405 нм, и дополнительным DPSS лазером (FGPM-G-50 фирмы Photop Technologies Inc., Китай) с длиной волны 532 и выходной мощностью 50 мВт.

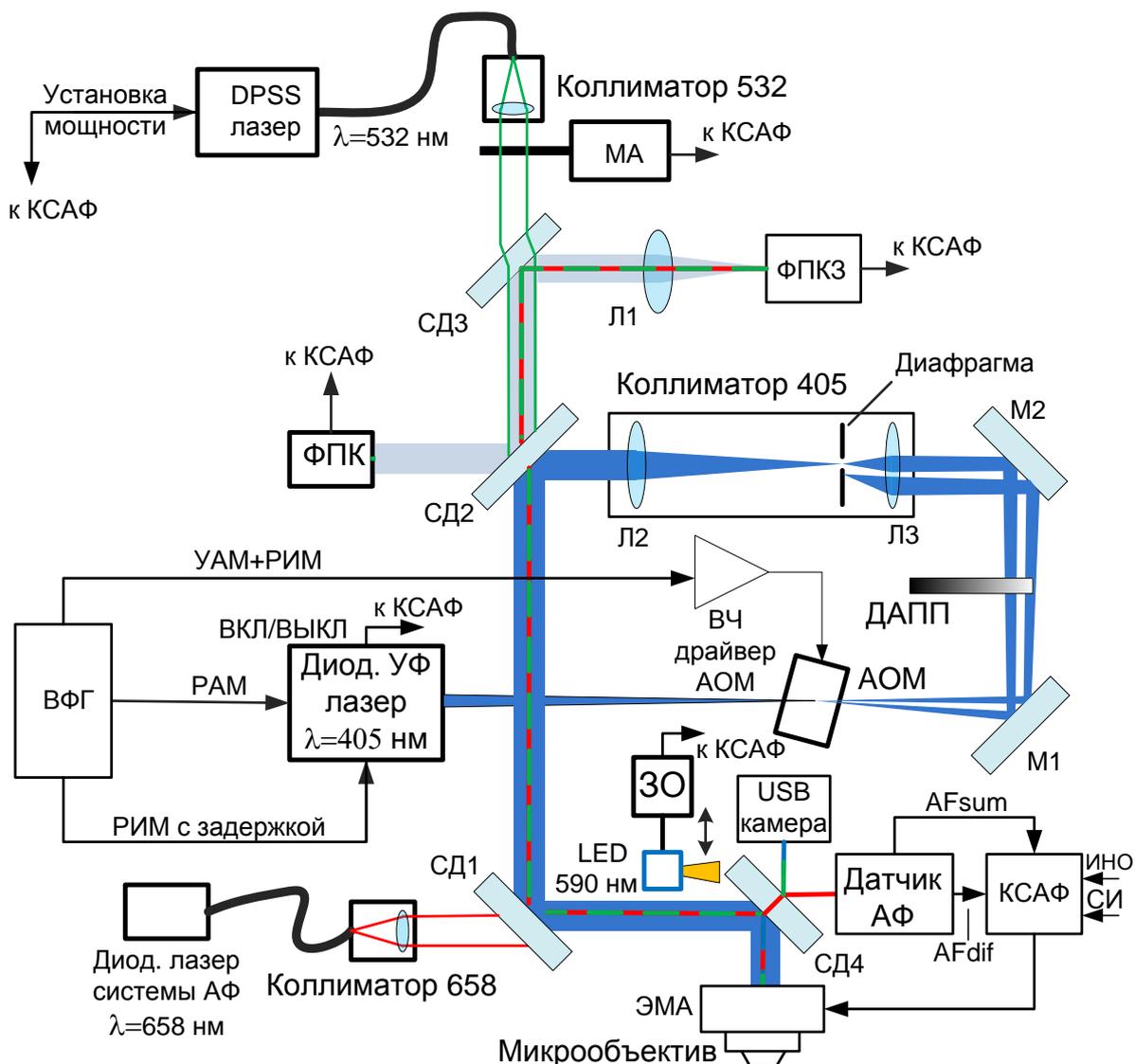


1 – УФ лазер, 2 – DPSS лазер, 3 - волоконный кабель с коллиматором, 4 – лазер для датчика АФ, 5 – АОМ, 6 – видеокамера, 7 – ФПК, 8 – ФПКЗ, 9 - коллиматор

Рис. 1. 25. Фотография оптического канала КЛЗС для ХИТ.

Для улучшения качества пучка и стабилизации диаграммы направленности этот лазер имеет волоконный (с поддержанием поляризации) вывод излучения с коллиматором (Рис. 1. 26), обеспечивающим диаметр пучка 5 мм на входной апертуре объектива. Дополнительный зеленый лазер используется для записи юстировочных кольцевых структур путем проплавления фоторезиста и измерения их положения. Фоторезист не чувствителен к длине волны 532 нм и только плавится при высокой мощности пучка. Формирование кольцевых юстировочных канавок путем плавления и испарения фоторезиста возможно и с помощью УФ лазера, но в этом случае при плавлении резиста имеет место эффект волноводного распространения светового пучка большой интенсивности вдоль пленки фоторезиста на расстояние до сотни микрометров. Это приводит к переэкспонированию фоторезиста на большой площади и возникновению

обширного (до сотен микрометров в диаметре) дефекта в центре изготавливаемого элемента после проявления.



СД1-СД3 – дихроичные светоделители, Л1-Л3 – линзы, М1, М2 – зеркала, ДАПП – дифракционный аттенуатор с переменным пропусканием, КСАФ – контроллер системы автофокусировки, МА – моторизованный аттенуатор, ЗО – затвор-осветитель, ЭМА – электромагнитный актюатор, ВФГ – векторный функциональный генератор.

Рис. 1. 26. Схема управления КЛЗС с полностью мобильным оптическим каналом для записи на фоторезисте.

Управление мощностью зеленого лазера осуществляется с помощью моторизованного ступенчатого амплитудного аттенуатора МА и модуляцией тока лазера в небольшом диапазоне выходной мощностью 1:5. При большем ослаблении возрастают шумы мощности лазера из-за перескока между модами.

МА выполнял также в одном из положений функцию затвора, полностью перекрывающего пучок. Формирование сигналов управления МА, мощностью DPSS лазера, затвором-осветителем и включением-выключением УФ лазера, а также чтение сигналов с ФПК и ФПКЗ осуществляется контроллером системы автофокусировки наряду с его основной функцией – формирование сигнала обратной связи для электромагнитного актюатора, перемещающего микрообъектив по сигналу с датчика АФ. Этот контроллер позволяет также производить синхронное с вращением подложки (по сигналам импульсам начала оборота ИНО и тактовым импульсам СИ) считывание фотоприемника контроля записи и разностного и суммарного сигналов датчика автофокусировки.

Дифракционный attenuator с переменным пропусканием использовался для грубого подбора диапазона интенсивности для записи по фоторезисту и для формирования юстировочного кольца на периферии заготовки для поиска оси вращения заготовки, когда это кольцо нельзя было записывать в центре. Этот круговой attenuator был выполнен в виде кварцевого диска с угловыми секторами, заполненными двумерными фазовыми дифракционными решетками, имеющими различную скважность [104]. В данной заказной версии КЛЗС не было, к сожалению, реализовано моторизованное управление дифракционным attenuatorом с переменным пропусканием. При ручном управлении велика вероятность ошибки оператора в случае невозврата attenuatorа в положение с низким пропусканием (1:10-1:20) для обычной записи.

Применение диодного лазера PhoxX-405-120 позволило расширить функциональность управления записывающим лазером. По сравнению с лазером LDM-405 от того же производителя в PhoxX-405-120 имеется цифровой вход Laser enable для полного выключения лазера (ВКЛ/ВЫКЛ на Рис. 1. 26). Он использовался как высокоскоростной затвор, так как частотная полоса этого входа 150 кГц с временем нарастания/спада 200 нс и он не подходит для режима радиальной импульсной модуляции.

Формирование сигналов радиальной аналоговой (РАМ) и импульсной (РИМ) модуляции для диодного УФ лазера, а также сигнала угловой аналоговой модуляции (УАМ) для АОМ осуществлялось с помощью высокоскоростной РСІ платы векторного функционального генератора, установленной в управляющий компьютер. В плате ВФГ, разработка которой была начата в ИАиЭ СО РАН для модернизации собственной КЛЗС в 2001 году [100], заложен новый градиентный способ представления информации о многоуровневых дифракционных структурах, являющийся дальнейшим развитием идеи инкрементного способа описания дифракционных структур. Тактовая частота вывода информации повышена до 40 МГц, а минимальный период дифракционной структуры может быть сформирован двумя тактовыми импульсами. То есть полоса частот вывода угловой аналоговой модуляции может достигать 20 МГц. Однако такой мелкий период может быть сформирован только на некотором участке кольцевого трека, так как общее количество информации на нем ограничивается скоростью потоком передачи данных по РСІ шине. В ВФГ также реализована возможность сохранения и оперативного использования нескольких многоуровневых передаточных характеристик для компенсации совместной нелинейности модулятора и регистрирующей среды [70]. В более поздних версиях ФВГ была заложена возможность генерации РИМ для АОМ и задержанной РИМ для диодного лазера.

Наряду с полностью мобильным оптическим каналом отличительной особенностью КЛЗС, созданной для Харбинского технологического института, является также то, что она может производить запись по осесимметричной вогнутой или выгнутой поверхности. Для реализации этого режима схема датчика автофокусировки [105] построена таким образом, что плоскость фокусировки красного (658 нм) лазера датчика АФ совпадает с плоскостью фокусировки записывающего УФ лазера и зеленого дополнительного лазера. Поскольку микрообъектив не полностью ахроматизирован, то при коллимированных входных пучках фокусирует все три используемые длины

волн на разных расстояниях от объектива. Для решения этой проблемы коллиматоры для лазерных пучков с длинами волн 405 и 532 нм юстировались так чтобы получить сходящиеся пучки, имеющие диаметр 5-5.5 мм на входной апертуре микрообъектива и обеспечивающие совмещение плоскостей фокусировки микрообъектива в плоскости для лазера с длиной волны 658 нм.

В более ранних КЛЗС пучок записывающего лазера всегда коллимировался после прохождения модуляторов и перед тем как направлялся на каретку радиального перемещения к фокусирующему объективу. При перемещении каретки диаметр пучка на апертуре микрообъектива оставался неизменным, гарантируя постоянство распределения интенсивности записывающего пучка во всем радиальном диапазоне сканирования. Схема датчика автофокусировки, была построена таким образом, что красный лазерный пучок от датчика АФ падал на входную апертуру микрообъектива под небольшим углом и отражаясь от регистрирующей среды проходил снова через объектив и далее через оптическую схему к сдвоенному фотодиоду. Дефокусировка приводила к перемещению пучка относительно границы раздела между секциями сдвоенного фотоприемника. При этом записывающий пучок и лазерный пучок датчика АФ фокусировались не только в разных плоскостях, но и их точки фокусировки были удалены друг от друга на десятки микрометров [106]. Такая схема надежно работает для записи на плоской поверхности, но не подходит для записи по криволинейной поверхности в связи с изменением угла отражения пучков от поверхности регистрирующего материала. В связи с чем и был разработан датчик АФ [105], для реализации которого потребовалось фокусировать записывающий пучок в то же самое место, что и красный лазерный пучок датчика АФ.

Эта особенность нового датчика АФ оказалась очень удобна для операции поиска центра вращения заготовки по кольцу записанному зеленым лазером, так как лазер датчика АФ включен всегда, и для запуска режима сканирования поверхности не требуется дожидаться стабилизации мощности зеленого лазера

после переключения от режима записи юстировочного кольца на режим его считывания при ослабленной мощности. Вместо ФПКЗ при таком способе считывается суммарный сигнал AFsum с датчика автофокуса, пропорциональный коэффициенту отражения регистрирующей среды.

Недостатком разработанной оптической схемы, показанной на Рис. 1. 26, стало то, что пучок от УФ канала направлялся на фотоприемник калибровки через дихроичный светоделитель СДЗ. Подобная на первый взгляд схема установки ФПК использована в первой версии двухлазерной КЛЗС, показанной на Рис. 1.15, б. Но в первой схеме использовался широкополосный светоделитель с примерно одинаковым пропусканием и отражением в полосе от 400 до 550 нм. Кроме этого лазер имел максимальную мощность 30 мВт, что соответственно вызывало меньший нагрев. В схеме на Рис. 1. 26 вывод излучения на ФПК и ввод излучения с зеленого лазера осуществляется одним и тем же дихроичным светоделителем. При изменении тока ультрафиолетового лазерного диода для аналогового изменения мощности изменяется довольно существенно длина волны, что вызвано изменением температуры диода. Это приводит к тому, что интенсивность света, прошедшего через дихроичный светоделитель СДЗ, изменяется в течении времени установления температуры лазерного диода. При пропускании светоделителя менее 1% на длине волны 405 нм это изменение достигало 50%. При замене на светоделитель с пропусканием 10% изменение мощности прошедшего света уменьшилось до 10-15%. С точки зрения стабильности мощности записывающего пучка этот эффект не оказывает влияния, так как отражение от светоделителя порядка 98-99% и изменение на доли процента пренебрежимо мало. Однако это существенно осложняет процесс измерения передаточной функции модулятора по изменению сигналу с ФПК при соответствующем изменении сигнала, подаваемого на АОМ. Измерение передаточной функции АОМ необходимо было делать после достаточно длительного (несколько минут) выдерживания лазера во включенном состоянии на строго определенном уровне мощности до измерения характеристики АОМ.

Для сокращения времени калибровки и уменьшения влияния изменения длины волны на сигнал ФПК был разработан специальный алгоритм с низкочастотной импульсной модуляцией сигнала подаваемого на АОМ. Пример показан на Рис. 1. 27.

Предполагается, что длина волны несущественно изменится за время порядка 10 мс между соседними выборками сигнала для максимума и текущего значения. Передаточная функция вычислялась нормировкой текущих значений S на соседние измеренные значения сигнала фотоприемника для выборок соответствующих максимуму пропускания P_{max} .

Контроль функции аналогового управления выходной мощностью самого лазера выполнялся по собственному калиброванному производителем фотоприемнику, встроенному в лазер.

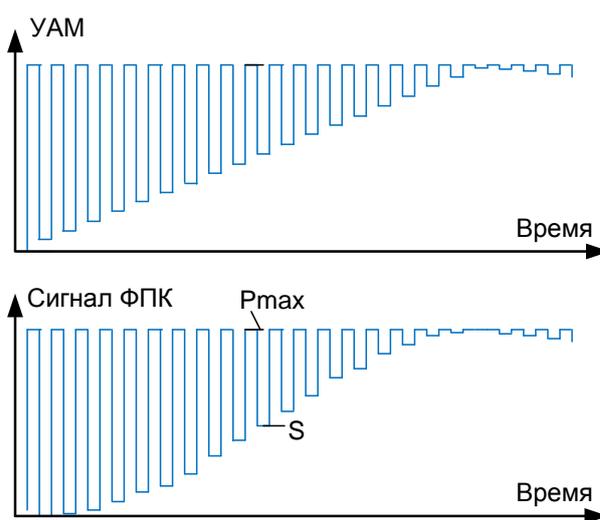


Рис. 1. 27. Модуляция сигнала УАМ для измерения передаточной характеристики АОМ.

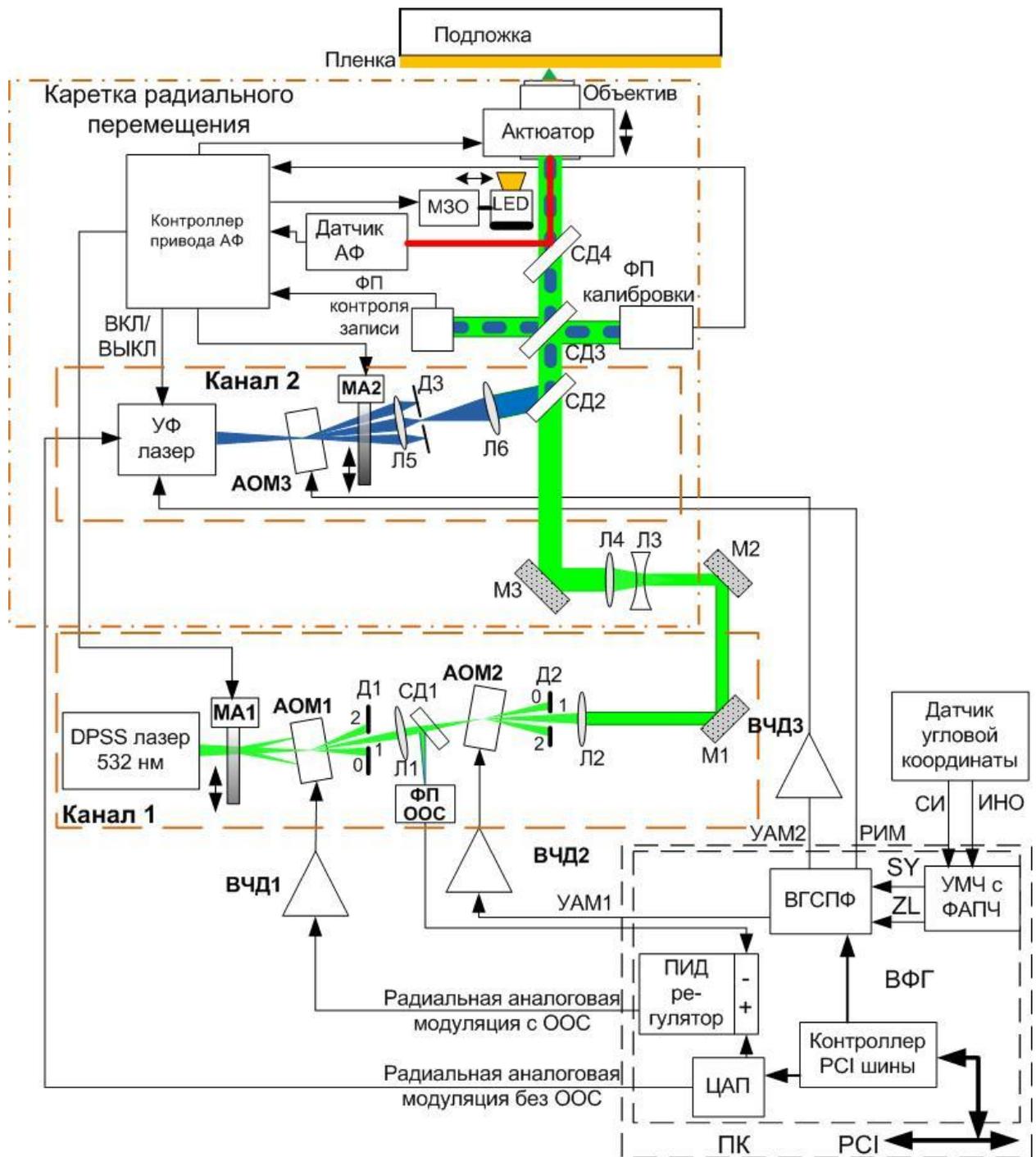
Следующая версия КЛЗС с единственным УФ записывающим лазером была разработана и изготовлена для Самарского аэрокосмического университета. От установки, поставленной в Харбинский технологический институт, она отличается тем, что дополнительный зеленый лазер SPM-05322-200-С с мощностью 200 мВт и шумами менее 1% за 10 минут, что позволяет формировать однородное по всему периметру кольцо для поиска центра. Он

размещен на гранитной плите вместе с АОМ (разработан в лаборатории оптических информационных систем ИАиЭ СО РАН) с несущей частотой 110 МГц и апертурой 2.5 мм, установленном в коллимированном пучке диаметром 2 мм. Для установки необходимого для записи юстировочного кольца уровня мощности такой упрощенной конфигурации вполне достаточно, так как кольцо формируется, обычно, 2-3 непрерывными кольцевыми проходами пучка. Хотя фронт и спад световых импульсов составляют порядка 300 нс, это не приводит к стыковому дефекту на начале оборота из-за нескольких проходов пучка (при записи кольца на периферии заготовки), и угловой размер зоны стыковки составляет порядка $0.3 \cdot 10^{-5}$ от оборота, на котором производится не более 1000 измерений радиуса во время определения траектории движения пучка (см. параграф 1.1).

Перенос зеленого лазера на гранитное основание был вызван двумя причинами: он используется только для кратковременной записи кольца поиска центра и измерения траектории, и поэтому долговременная стабильность его диаграммы направленности не важна; для формирования тонкого и непрерывного кольца поиска центра необходим зеленый лазер с точной регулировкой интенсивности, которая может быть осуществлена только с помощью внешнего модулятора.

1.3.7. КЛЗС с двумя записывающими лазерами

Следующим этапом развития КЛЗС стала установка на CLWS-300IAE зеленого лазера с удвоением частоты (DPSS) и УФ диодного лазера. Этот опыт позволил разработать совместно КТИ НП и ИАиЭ СО РАН заказную КЛЗС с подобными двумя лазерами [107]. На Рис. 1.28 показана упрощенная опико-электронная функциональная схема управления мощностью излучения записывающих лазеров в этой установке.



МА1-МА2 – моторизованные аттенюаторы, Л1-Л6 – линзы, СД1-СД3 – светоделители, Д1-Д3 – диафрагмы, ВЧД1-ВЧД3 - высокочастотные драйверы АОМ, ФП ООС – фотоприемник отрицательной обратной связи, ПК – управляющий компьютер, УМЧ с ФАПЧ – умножитель частоты с фазовой автоподстройкой частоты, МЗО - моторизованный затвор-осветитель, ВФГ – векторный функциональный генератор, ВГСФФ – векторный генератор сигналов произвольной формы,

Рис. 1.28. Функциональная схема управления пучками записывающих лазеров в двухканальной КЛЗС для УОМЗ.

В ней заложены следующие принципы построения – использование двух лазеров с существенной разницей по длине волны и мощности излучения, генерация обеими лазерами остросфокусированного выходного пучка, пространственное совмещение пучков обоих лазеров, сфокусированных микрообъективом в одной плоскости, отдельное управление модуляцией интенсивности пучка по радиальной и угловой координатам для каждого лазера с одноступенчатой модуляцией по угловой координате и многоступенчатым управлением интенсивностью пучка по радиальной координате путем аналоговой и импульсной модуляции, а также использования аттенюатора переменной плотности. Для контроля мощности пучка и результата воздействия в КЛЗС необходимы фотоприемник контроля мощности и фотоприемник контроля записи, при считывании которого необходим режим считывания, синхронный с вращением заготовки.

В качестве записывающих лазеров использовались диодный лазер PhoXX-405-60 фирмы Omicron GmbH (Германия) с длиной волны 405 нм и мощностью 60 мВт и DPSS лазер OPUS 2W Special фирмы Laser Quantum (Великобритания) с длиной волны 532 нм и мощностью 2 Вт. Выбор длин волн обусловлен тем, что лазеры на этих длинах волн наиболее отработаны и надежны в своих классах, а также более низким коэффициентом поглощения на этой длине волны в полупроводниковых материалах чем для УФ излучения. Это снижает эффект обратной связи при записи ПФ. Система с двумя лазерами более полно реализует преимущества каждого из двух лазеров и дает возможность оперативно переходить с одной технологии записи на другую и даже сочетать их.

Совмещение двух технологий в одной установке позволяет формировать серии хромовых меток под слоем фоторезиста для периодической коррекции радиальной координаты, а также запись контурной маски на хrome для реализации оптимизированного метода контурной маски, рассмотренного в главе 3.

Лазеры, изготавливаемые по заказу специально для CLWS-300, генерируют сходящийся лазерный пучок. Для АОМ1, осуществляющего медленную модуляцию мощного излучения DPSS лазера по радиальной координате, диаметр перетяжки – 180-200 мкм, а для высокоскоростного АОМ3 - 80-120 мкм. В Канале 1 перетяжка пучка из АОМ1 переносится в АОМ2 линзой Л1, а линза Л2 коллимирует пучок перед направлением зеркалами М1 и М2 на каретку для совмещения с пучком из Канала 2 на светоделителе СД2. Дифракты Д1-Д3 выделяют первый дифракционный порядок после модуляторов. Линзы Л3-Л6, установленные на каретке радиального перемещения, используются для формирования на входной апертуре микрообъектива ($NA=0,65$) пучков диаметром 5-5,5 мм с расходимостью, обеспечивающую фокусировку обеих пучков в плоскость фокусировки лазерного пучка датчика АФ ($\lambda=650-660$ нм). Мощность излучения DPSS лазера при записи устанавливается на уровне, достаточном для записи на максимальном радиусе поля записи. Грубая подстройка мощности в соответствии с размером текущего изготавливаемого элемента производится моторизованным дифракционным аттенюатором МА1 с переменным пропусканием.

Управление интенсивностью обеих лазерных пучков в зависимости от радиальной и угловой координаты осуществляется от компьютера (ПК) посредством РС1 платы векторного функционального генератора (ВФГ) и контроллера привода АФ, связанного с компьютером через локальную сеть Ethernet. ПИД регулятор с отрицательной обратной связью по сигналу с фотоприемника ФП ООС (он преобразует пучок от светоделителя СД1) управляет АОМ1 через высокочастотный драйвер ВЧД1 в соответствии с уровнем задаваемым цифро-аналоговым преобразователем ЦАП от компьютера для текущего значения радиальной координаты. В канале 2 для аналогового управления током УФ лазера, работающего без внешней обратной связи, сигнал от ЦАП подается напрямую.

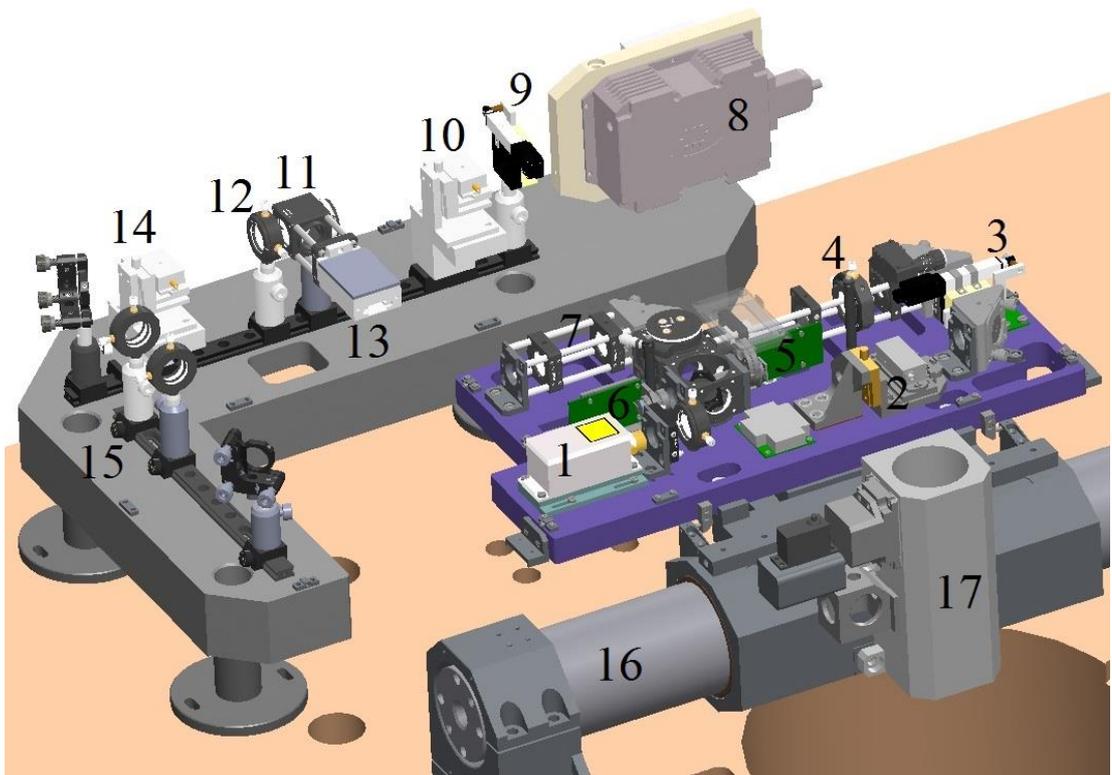
Векторный генератор сигналов произвольной формы ВГСПФ, входящий в состав ВФГ, генерирует в соответствии с расчетным уровнем фазы сигнал угловой аналоговой модуляции УАМ1, преобразуемый драйвером ВЧД2 в мощный высокочастотный сигнал для АОМ2. Формирование УАМ1 производится ВФГ по синхроимпульсам SY (их количество N_{SY} на оборот устанавливается от 2,5 до 3,5 млн.) и импульсам начала оборота ZL, вырабатываемых умножителем частоты с фазовой автоподстройкой частоты (УМЧ с ФАПЧ) из тактовых импульсов СИ (28-36 тысяч на оборот) и импульсов начала оборота ИНО с углового датчика. Так как для записи одновременно используется только один канал, то ВФГ управляет каналом 1 и каналом 2 как одним и тем же каналом. Единственное отличие состоит в переключении между режимами радиальной аналоговой модуляции с обратной связью для АОМ1 (ПИД регулятор) или током УФ лазера без обратной связи (ЦАП).

Работа блока ВГСПФ тактируется SY и ZL при формировании сигналов угловой аналоговой модуляции УАМ1 и УАМ2 для АОМ2 и АОМ3. Эти два сигнала отличаются только масштабом, определяемым коэффициентом усиления ВЧ драйверов ВЧД2 и ВЧД3 и передаточными характеристиками модуляторов. В связи с этим запись возможна только одним из лазеров. Для выбранного лазера соответствующий моторизованный аттенюатор устанавливается в положение с пропусканием, необходимым для записи. Другой моторизованный аттенюатор устанавливается в положение полного перекрытия пучка.

Так же, как и в КЛЗС, схема управления которой показана на **Рис. 1. 26** часть функций по управлению режимами записи передана цифровому контроллеру привода автофокусировки (АФ). Этот контроллер осуществляет изменение пропускания моторизованных дифракционных аттенюаторов с переменным пропусканием МА1 и МА2, переключение моторизованного затвора-осветителя (МЗО), низкочастотное полное включение и выключение УФ диодного лазера, не синхронизированное с угловой координатой.

На Рис. 1. 29, а показана трехмерная модель двух оптических каналов записи этой установки. Конструкция оптических каналов основана на стандартных оптомеханических узлах и оптических компонентах из каталогов Thorlabs (www.thorlabs.com) и Newport (www.newport.com), что существенно сокращает время изготовления КЛЗС. Из модели убраны все компоненты КЛЗС, не относящиеся к оптическому каналу записи. Фотография КЛЗС в сборе показана на Рис. 1. 29. Защитный кожух убран с канала с УФ лазером.

Первый канал с DPSS лазером построен также, как и рассмотренный ранее двухмодуляторный канал записи. Отличие состоит в использовании моторизованного дифракционного аттенюатора MA1 (9 – на **Рис. 1. 29**), установленного сразу на выходе лазера и установке на каретке радиального перемещения блока юстировки расходимости зеленого пучка из линз Л3, Л4. Кроме упомянутой выше функции полного перекрытия пучка лазера MA1 необходим в связи с тем, что DPSS лазеры оптимизированы в достаточном узком диапазоне выходной мощности с точки зрения минимизации шумов и нестабильности диаграммы направленности для работы. Однако выходную мощность желательно варьировать при существенном изменении размера, изготавливаемого РОЭ для уменьшения влияния дискретности цифрового управления АОМ1. Кроме этого снижение мощности лазера при записи небольших РОЭ, когда в ней нет необходимости, позволяет продлить жизненный цикл акустооптических модуляторов. Применение моторизованного управляемого от компьютера аттенюатора удобно для автоматической адаптации КЛЗС к изменению размера, изготавливаемого РОЭ. Оптическая часть MA1 выполнена в виде линейного дифракционного аттенюатора, выполненного в виде кварцевой пластины, на которой сформированы ряд линейных фазовых решеток с переменной скважностью, предназначен для управления мощностью излучения в нулевом порядке дифракции.



1 – УФ лазер, 2, 10, 14 - АОМ1-АОМ3, 3, 9 - МА1-МА2, 4 – диафрагма ДЗ, 5 – ФПК, 6 – ФПКЗ, 7 – блок юстировки расходимости из линз ЛЗ, Л4, 8 – DPSS лазер, 11 – СД1, 12 – линза Л1, 13 - ФП ООС, 15 – коллиматор Л2, 16 – направляющая каретки радиального перемещения, 17 - направляющая перемещения микрообъектива по вертикали.

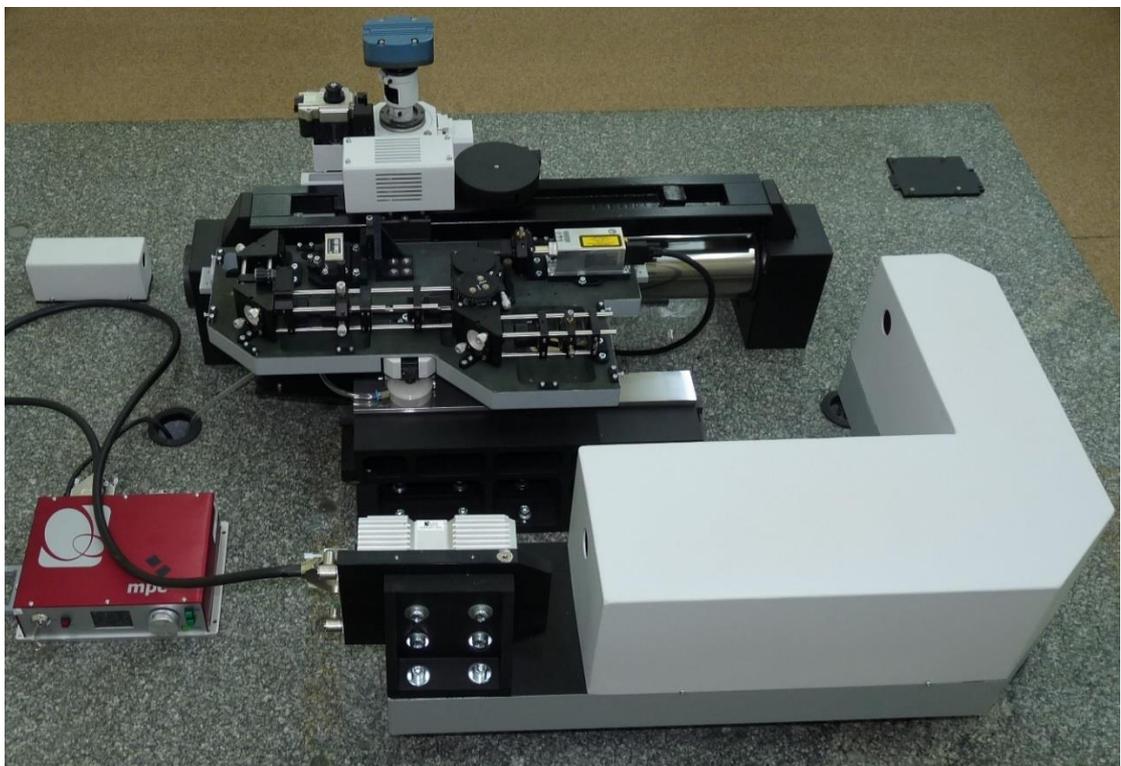


Рис. 1. 29. а - 3D модель оптических каналов записи с DPSS и диодным лазерами, б - фотография двухлазерной КЛЗС

Секторы с линейными решетками размещены вдоль прямой траектории перемещения моторизованного актюатора. Такая конструкция оптимальна для данной задачи с точки зрения минимизации фазовых искажений и отклонения пучка при перемещении аттенюатора, так как в случае кругового аттенюатора клиновидность пластины приведет к сдвигу записывающего пучка в фокусе микрообъектива.

Для линейного аттенюатора наличие постоянного клина на всей поверхности не приводит к сдвигу записывающего пучка. Мощность лазерного пучка на выходе дифракционного аттенюатора, необходимая для записи дифракционных элементов с диаметром 10-300 мкм по термохимической технологии [46] на пленках хрома с толщиной 50-100 нм с учетом потерь в двух акустооптических модуляторах, должна регулироваться в диапазоне 0.2-1 Вт. Выбор фазового дифракционного аттенюатора связан с тем, что поглощающее покрытие чисто амплитудного или амплитудного дифракционного аттенюатора при мощности входного пучка не менее 1 Вт нагревалось бы, что приводило бы к искажению волнового фронта. Период решеток аттенюатора выбран равным 15 мкм, чтобы промежуток между центрами пучков соседних дифракционных порядков на расстоянии 100 мм от аттенюатора был не менее 2-3 мм (диаметр отверстия для входного пучка на кожухе АОМ). Это обеспечивает экранирование кожухом акустооптического модулятора всех дифракционных порядков кроме используемого первого.

Оптическая деталь аттенюатора МА2 для УФ лазерного пучка была выполнена в виде амплитудной дифракционной решетки, так как мощность пучка в 15-20 раз меньше чем для DPSS лазера и нагрев покрытия пучком диаметром 1 мм пренебрежимо мал. Выполнение аттенюатора в виде амплитудной решетки позволяет легко получить большую степень аттенюации, требуемую для УФ канала. Оптические детали МА1 и МА2 имели просветляющее покрытие на сторонах без решетки.

В каждом секторе аттенуаторов решетка должна быть однородной, чтобы избежать искажения распределения интенсивности. Скважность решетки в секторах рассчитывается таким образом, чтобы отношение коэффициентов пропускания для соседних секторов было постоянной величиной K_T , которая выбирается в диапазоне 1.3-2 в зависимости от количества секторов и начального сектора с решеткой с максимальным пропусканием. Относительно небольшой перепад между соседними секторами необходим для того, чтобы в небольшой случае ошибки позиционирования аттенуатора не вносились существенные искажения в распределение интенсивности пучка. Для УФ лазера это значение выбирается порядка 10-20%, а коэффициент K_T выбирался равным 1.25-1.5 при 8 секторах с решеткой.

Блок юстировки расходимости зеленого пучка введен в связи с необходимостью фокусировки микрообъективом всех лазерных пучков на одинаковое фокусное расстояние. На каретку радиального перемещения зеленый лазерный пучок подается коллимированным с диаметром 2-2.5 мм и затем до нужной расходимости и диаметра на входной апертуре микрообъектива линзами Л3, Л4. В случае создания системы с одним записывающим УФ лазером такая конструкция позволяет устанавливать вместо полноценного двухмодуляторного канала упрощенный блок дополнительного лазера, состоящий из маломощного зеленого DPSS лазера и АОМ с апертурой 2-3 мм без дополнительной оптики. Такой подход был применен при создании КЛЗС с УФ диодным лазером для Самарского аэрокосмического университета.

1.4. Методы управления локальной экспозицией фоторезиста при записи на КЛЗС

В круговых записывающих системах подложка со светочувствительным материалом непрерывно вращается, в то время как записывающий луч медленно движется в радиальном направлении. Движение по радиальной координате может быть в диапазоне от самого центра вращения (в отличие от систем записи

информации на CD и DVD дисках) до 100-150 тысяч микрометров. С увеличением радиальной координаты пропорционально увеличивается линейная скорость сканирования лазерного пучка и уменьшается время его воздействия на материал. Это уменьшение может быть скомпенсировано увеличением мощности лазерного пучка. Для регистрирующих сред с тепловым механизмом записи (термоструктурной или термохимической) эта техническая сложность, так как для компенсации указанного диапазона изменения линейной скорости требуется изменять мощность пучка не более чем в 5 раз и, в связи с тем, что запись пороговая, не требуется широкий динамический диапазон модуляции мощности для создания многоуровневых градаций физико-химических изменений материала [45,70, 78, 79, 108]. Тем не менее вблизи центра вращения возникает довольно сильная нелинейность в зависимости отклика тепловой регистрирующей среды от скорости сканирования (см. главу 2), что существенно осложняет тестирование регистрирующей среды. Для решения этой проблемы, как было упомянуто ранее, было предложено сочетать непрерывную запись на периферии с импульсной записью вблизи центра вращения [100], частота которой пропорциональна радиусу записи r . Режим импульсной записи типичен для x-y систем записи и состоит в том, что импульс лазерного излучения проходит на регистрирующий материал только в момент достижения определенной координаты. Таким образом, микроструктура формируется путем перекрытия соседних областей экспонирования от последовательных вспышек лазерного излучения. Такой режим записи при достаточно коротких импульсах приводит к независимости результат воздействия лазерного пучка от скорости его сканирования.

При прямой записи на фоторезистах, для которых соблюдается закон взаимозаместимости, динамический диапазон модуляции мощности записывающего пучка должен компенсировать изменение времени экспонирования или линейной скорости сканирования пучка при радиальном диапазоне записи не менее чем 1:100000 и при этом обеспечивать локальный

диапазон изменения экспозиции 1:100 для записи дифракционных элементов с кусочно-непрерывным рельефом. Суммарный динамический диапазон, превышающий 1:1000000, не может быть достигнут только двумя модулирующими устройствами (модуляция тока диодного лазера и АОМ) без импульсной модуляции. Однако для фоторегистрирующих материалов и модулируемых диодных лазеров импульсный режим имеет существенные ограничения, рассмотренные ниже.

Величина δ перекрытия областей экспонирования соседними световыми импульсами поддерживается постоянной для сохранения условий экспонирования и получения непрерывного трека с минимальной паразитной модуляцией глубины, вызванной пошаговым экспонированием. Период τ между точками включения световых импульсов (Рис. 1. 30) изменяется в соответствии с выражением $\tau = \delta/2\pi r \nu$, где ν - скорость вращения шпинделя. Длительность импульсов T_{pulse} также постоянна и выбирается минимально возможной для максимальной мощности лазера для того чтобы вращение подложки не расширяло зону экспонирования одного импульса. Коэффициент увеличения мощности K_p записывающего пучка при переходе от непрерывной записи (P_{cw}) к импульсной записи (P_{pulse}) на радиусе r можно оценить следующим образом

$$K_p = P_{pulse}/P_{cw} = \tau/T_{pulse}. \quad (1.13)$$

Величина $DC = \tau/T_{pulse}$ является скважностью импульсов РИМ. На границе между непрерывной и импульсной модуляции она выбирается так, чтобы P_{pulse} был близок к максимальной мощности лазера.

Из-за того, что динамический диапазон цифровой импульсной модуляции (P_{on}/P_{off}) не превышает 1:250 согласно спецификации диодного УФ лазера PhoxX-405 вблизи центра вращения может возникнуть переэкспонирование фоторезиста. Дело в том, что при $\tau/T_{pulse} \geq 250$ поглощенная энергия от выключенного состояния пучка УФ лазера будет превышать поглощенную энергию от включенного состояния ($E_{off} \geq E_{on}$). Здесь поглощенная энергия от

выключенного состояния определяется как $E_{off}=P_{off}(\tau-T_{pulse})$, а от включенного как $E_{on}=P_{on} \cdot T_{pulse}$. Такое определение E_{off} не совсем корректно в связи с тем, что пучок проходит за время τ расстояние δ . Но в связи с тем, что δ меньше размера пучка как минимум на 30%, величина E_{off} больше чем реальная величина не более чем на 30%. Примем условие $E_{off}<0.1 \cdot E_{on}$, означающее, что формируемый дифракционный рельеф сместится вглубь слоя фоторезиста на величину 10% от расчетной глубины и возникнет локальная ошибка фазовой функции порядка $\lambda/10$. Отсюда следует, условие на максимальную скважность импульсов

$$\tau/T_{pulse} < 0.1 \cdot P_{on}/P_{off} + 1.$$

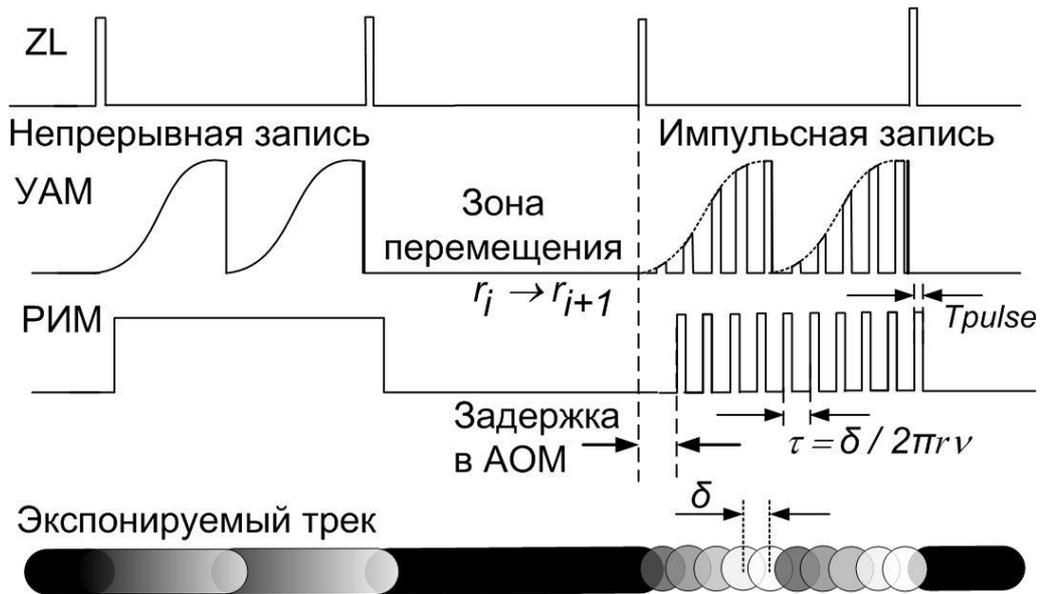


Рис. 1. 30. Временная диаграмма работы УФ канала записи.

Для обеспечения независимости поглощенной энергии от радиуса вблизи центра должно выполняться условие $2\pi r \nu \cdot T_{pulse} < \delta/4$, означающее, что пучок сдвинется за время импульса T_{pulse} не более чем на $\delta/4$. Отсюда с учетом того, что $\tau = \delta/2\pi r \nu$, вытекает, что скважность импульсов τ/T_{pulse} должна быть не менее 4. Таким образом, если импульсная модуляция осуществляется только по току диодного лазера, то диапазон применения такого режима экспонирования

оказывается довольно узким $4 < \tau/T_{pulse} < 0.1 \cdot P_{on}/P_{off} + 1$, что соответствует изменению радиальной происходит в диапазоне около 4:26.

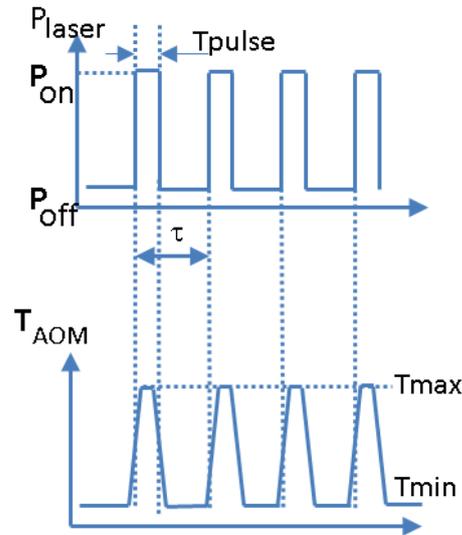


Рис. 1. 31. Режим двойной синхронной импульсной модуляции – тока УФ лазера и АОМ.

Для расширения диапазона применимости импульсной модуляции необходимо дополнительное увеличение динамического диапазона экспозиции. Проблема решена двойной синхронной импульсной модуляцией - модуляцией тока лазера и синхронизированной с ней модуляцией сигнала для АОМ. На Рис. 1. 31 показаны временные диаграммы изменения мощности P_{laser} на выходе лазера и изменения эффективности T_{AOM} в первом порядке дифракции после АОМ. Для лазера производится задержка импульсов на величину задержки модуляции в АОМ. Свертка импульса, формируемого АОМ, с импульсом, формируемым модуляцией тока лазера ведет к расширению фронта лазерных импульсов (< 5 нс) до фронта модулятора, а также к некоторому уменьшению поглощенной энергии на $T_{front}/(2T_{pulse})$, где T_{front} – длительность фронта светового импульса на выходе АОМ, равная примерно 15-20 нс. Диапазон изменения периода импульсов при контрасте модуляции АОМ равном K_{AOM} увеличивается до

$$4 < \frac{\tau}{T_{pulse}} < K_{AOM} \left(0.1 \frac{P_{on}}{P_{off}} + 1 \right) \quad (1.14).$$

Таким образом, двойная радиальная импульсная модуляция обеспечивает компенсацию диапазона изменения скорости сканирования до $1:K_{АОМ}(0.1 \cdot P_{on}/P_{off} + 1)/4$. Паспортное контрастное отношение $K_{АОМ}$ акустооптических модуляторов составляет не менее 1:1000. Приняв $K_{АОМ}=1:1000$ и $P_{on}/P_{off} = 250$, из неравенства (1.14) легко посчитать, что скважность при полной мощности лазера может достигать 26000. Однако эта величина падает примерно пропорционально с уменьшением мощности лазера P_{on} , задаваемой напряжением на входе аналоговой модуляции.

Требование постоянной величины шага δ при импульсной записи может соблюдаться только на кольцевых треках, длина которых кратна δ . При другой длине трека возникает систематическая ошибка в виде изменения первого δ_1 или последнего δ_N на треке шага между импульсами из-за неточного деления длины окружности на величину шага (Рис. 1. 32, а) при синхронной с вращением генерации импульсов. При асинхронной генерации импульсов уменьшение δ может происходить одновременно и в начале, и в конце оборота. На Рис. 1. 32, б показан результат моделирования распределения поглощенной энергии в круге диаметром 15 мкм, сформированного импульсной записью с гауссовым пучком имеющим диаметр 0.66 мкм по уровню 0.5, сканируемым по радиусу с шагом 0.5 мкм и включаемым по углу также с шагом $\delta=0.5$ мкм. На начале оборота формируется гребень в распределении поглощенной энергии амплитудой до 55% выше общего уровня экспозиции. Ситуация может быть несколько улучшена с точки зрения уменьшения сфазированной ошибки волнового фронта, если реализовать случайный разброс начала записи кольцевого трека в угловом секторе, например, 45 градусов. Результат моделирования для такого варианта реализации показан на Рис. 1. 32, в. Необходимо заметить, что в непосредственной близости от центра вращения разброс стыков все равно будет заметен. Такой способ используется на CLWS-300IAE при записи амплитудных фотошаблонов на пленках хрома термохимическим методом [91], так как стык

начала и конца трека виден и при непрерывной записи из-за различий в условиях нагрева и охлаждения пленки в начале и конце трека [109].

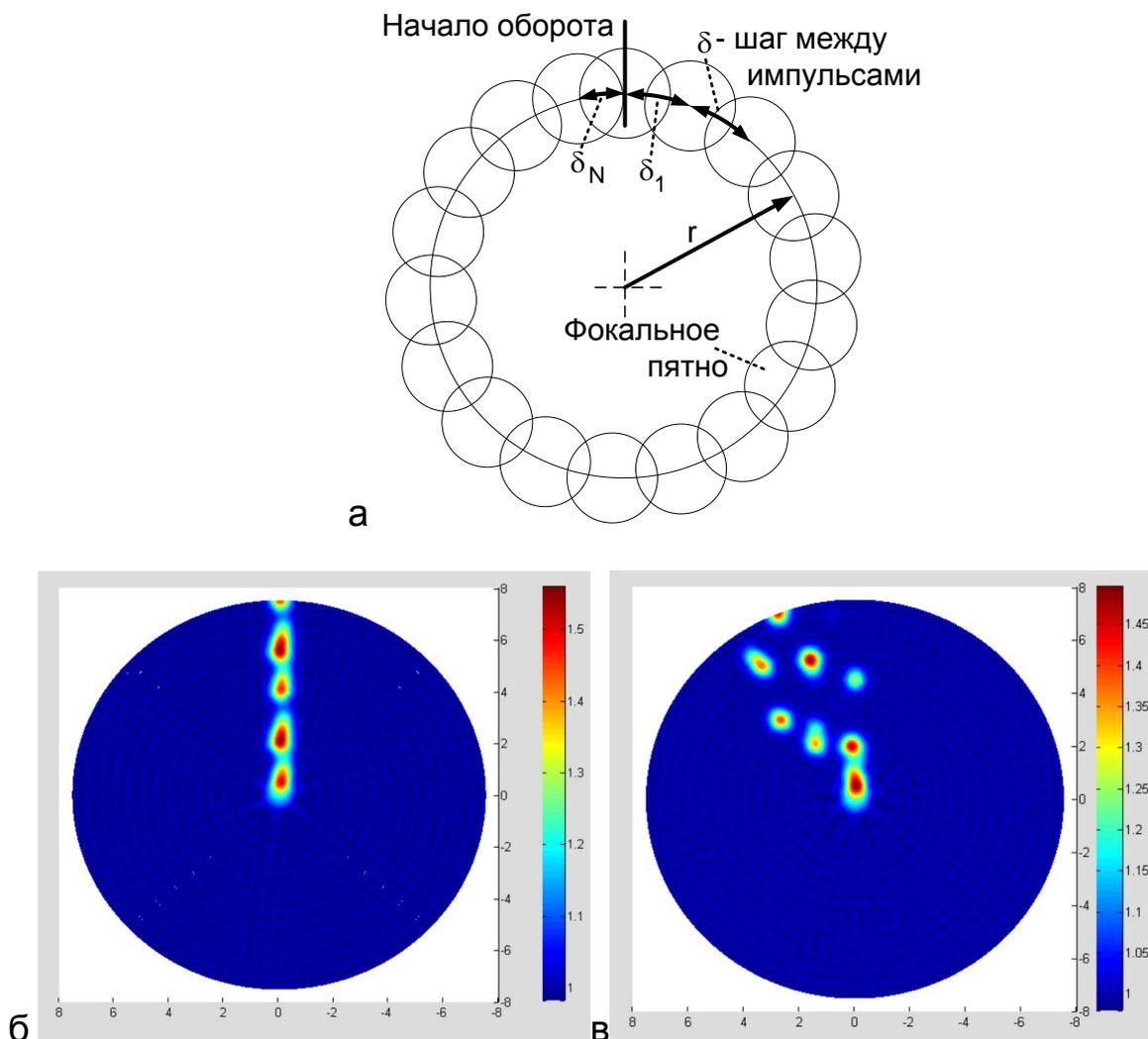


Рис. 1. 32. Систематическая ошибка распределения экспозиции при импульсной модуляции при некратном делении длины трека на δ .

Стыки могут быть полностью устранены только в случае деления кольцевого трека на равные части близкие к заданной величине δ . Подобный метод используется в psc-формате для дискретизации данных в полярной системе координат (стр. 39-40). При записи РОЭ с произвольной микроструктурой, описанной в psc-формате лучше всего выбрать пространственный шаг импульсов совпадающий с размером пикселей psc-файла, то есть $\delta = \frac{\pi \cdot s}{4}$. Можно также выбрать шаг $\delta = \frac{\pi \cdot s}{3}$ для шагов импульсов по

радиальной и угловой координате. Но при величине, соответствующей psc-формату между двумя системами дискретизации не будет возникать муар, что существенно уменьшит рассеяние света на структуре РОЭ. На Рис. 1. 33, а показано распределение экспозиции по радиусу для шага радиального сканирования $s=0.5$ мкм и $\delta=0.125\pi$ при импульсной записи, начинающейся с радиуса 0.5 мкм в соответствии с psc-форматом данных. Перепад экспозиции в центре может быть уменьшен, если начало координат будет экспонировано одним световым импульсом (Рис. 1. 33, б). Периодическая модуляция является результатом выбранного шага s , который как будет показано в главе 3, является оптимальным при диаметре записывающего пучка 0.6-0.7 мкм. При меньшем шаге рельеф получается гладким, но слишком сглаживаются края дифракционных зон и падает дифракционная эффективность.

Искажение рельефа в области с радиусом 5 мкм вокруг центра происходит из-за изменения конфигурации окружения каждого следа импульса. Превышение экспозиции на Рис. 1. 33 может быть скорректировано изменением мощности пучка на каждом радиусе. Но на практике искажение дозы экспозиции в центре существенно больше чем предсказано на основе экспозиции идеальным гауссовым пучком. Вокруг близкого к гауссову пятну есть еще несколько колец и достаточно большое пятно, паразитной засветки, которая не отфильтровывается полностью диафрагмой без больших потерь света. Эти две составляющие достаточно трудно измерить фотоэлектрическими методами для того чтобы потом численными методами промоделировать суммарное распределение экспозиции и возможность компенсации его искажений.

На больших радиусах записи пятно фоновой засветки с радиусом $R_{фон}$ вносит одинаковый вклад в поле распределения поглощенной энергии. Возле центра в области сравнимой с размером паразитного пятна (Рис. 1. 34) его влияние существенно увеличивается, так как пятно практически не уходит из этой области во время всего оборота. Это существенно осложняет точное экспонирование фоторезиста в случае, если в области возле центра вращения

требуется максимальная экспозиция. Способ импульсной записи делением кольцевого трека на равные части $\delta = \frac{\pi \cdot s}{4}$ не дает стыка на точке смыкания начала и конца трека только в том случае, если он реализуется программно. Дело в том, что количество N_{SY} синхроимпульсов SY (Рис. 1.28) угловой синхронизации на оборот (между двумя соседними импульсами начала оборота ZL) в КЛЗС является постоянной величиной, и она не может кратно делиться на 8 (приращение числа пикселей между соседними треками) для любого номера трека i .

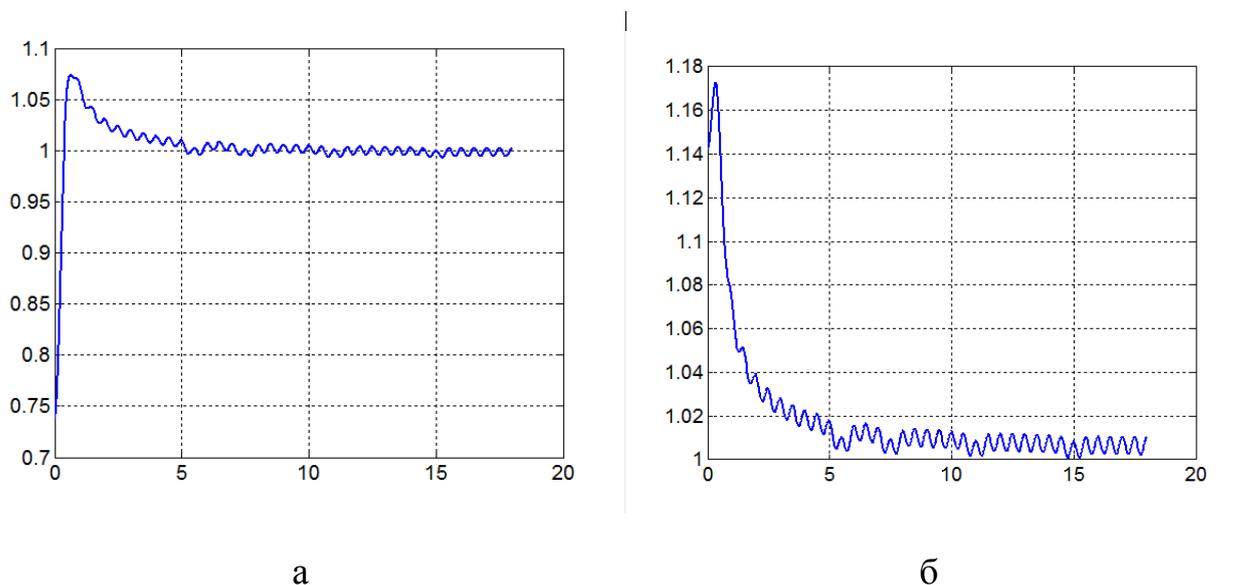


Рис. 1. 33. Относительное распределение экспозиции от радиуса (мкм) при импульсной записи с целым количеством импульсов на треке.

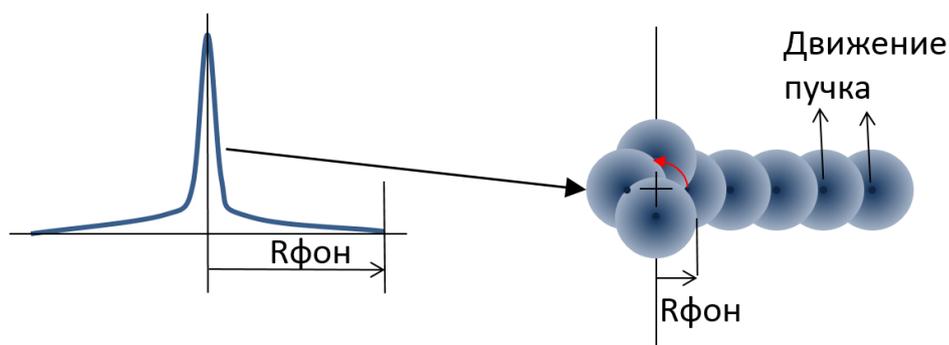


Рис. 1. 34. Переэкспонирование фоторезиста паразитной засветкой.

Эта проблема достаточно легко решается программным способом путем бинарной периодической составляющей на последовательность полутоновых пикселей. При этом точно вычисляется абсолютное угловое положение точек включения импульсов с заданным количеством импульсов РИМ на оборот. В результате период импульсов РИМ меняется на обороте, примерно, на $+1$ импульсов.

Аппаратная реализация РИМ имеет преимущество перед программной в том, меньше времени тратится на расчет информации на треке, что бывает критически важно для ДОЭ с высокими пространственными частотами. При аппаратной реализации РИМ поддерживается точно период ее импульсов. Поскольку период задается определенным числом синхроимпульсов N_τ угловой синхронизации, то это число может изменяться от оборота к обороту только дискретно, оставаясь постоянным в течении одного оборота. Период импульсов РИМ определятся округлением величины $N_{SY}/\delta i$. Остаток от деления может достигать половину периода синхроимпульсов SY . Поскольку генерация РИМ продолжается до конца оборота, то на нем может появиться несколько лишних импульсов РИМ. Таким образом, синхронность генерации РИМ нарушается и появляются выступы рельефа на стыках начала и конца кольцевых треков из-за того, что расстояние $\delta_{\text{стык}}$ между первым и последним импульсом РИМ меньше δ . Тем не менее, моделирование показывает, что при аппаратной реализации РИМ с $\delta = \frac{\pi \cdot s}{4}$ эффект, показанный на Рис. 1. 32, начинает проявляться только на расстояниях более 150 радиальных шагов от центра. Практически полностью проблема может быть решена путем уменьшения интенсивности первого и последнего импульса (пиксела) на треке пропорционально величине $\delta_{\text{стык}}/\delta$, чтобы уменьшить переэкспонирование фоторезиста до расчетного уровня.

Наличие большого числа параметров, которые могут варьироваться для обеспечения необходимого диапазона изменения поглощенной энергии в заданном для текущего изготавливаемого элемента диапазоне радиального

перемещения, позволяет решить задачу разными способами в зависимости от характеристик изготавливаемого рельефно-оптического элемента или полутонного фотошаблона. Для того чтобы эффективно использовать все это многообразие средств необходимо определить диапазоны величин для каждого параметра и оценить преимущества и недостатки их использования с точки зрения выполняемой задачи по изготовлению элементов. Ниже дана сводка способов управления экспозицией и диапазоны изменения параметров.

Угловая аналоговая модуляция (УАМ). Не смотря на то, что производители модуляторов дают контрастное отношение в отсутствии модуляции не менее 1:1000, оно падает при увеличении частоты модуляции. Кроме этого рассеянный нулевой порядок из-за рассеяния свет оптическими элементами схемы также проникает в оптический канал далее фильтрующей диафрагмы, чем снижает контраст. Поэтому будем принимать в расчетах, что диапазон изменения экспозиции - не менее чем 1:300. УАМ полностью покрывает диапазон, требуемый для формирования 3D микроструктуры на текущем радиусе.

Радиальная аналоговая модуляция (РАМ). Контрастное отношение для аналогового управления интенсивностью УФ диодного лазера равно 1:1000, но реальной диапазон задания лежит ориентировочно в пределах от 0.05 до 0.9 процентов от максимальной паспортной мощности диодного лазера P_{max} . Верхний предел (K_{max}) вызван необходимостью иметь запас для масштабной коррекции глубины рельефа при повторной записи. Нижний предел (K_{min}) связан с тем, что вблизи порога генерации лазера ухудшается линейность управления, возрастает вклад шумов и более заметным ставятся градации при цифровом управлении напряжением на аналоговом входе лазера, которое имеет 4096 градаций во всем диапазоне.

Радиальная импульсная модуляция (РИМ). Диапазон изменения скважности DC импульсов согласно неравенству 1.14 лежит от 4 до $DC_{max}=26000$ при $K_{АОМ}=1000$ и $P_{on}/P_{off}=250$ (для уровня мощности лазера $P_{on}=P_{max}$). Шаг между импульсами может быть уменьшен при приближении к центру при

пропорциональном уменьшении уровня для РАМ. При расчете периода и длительности импульсов РИМ необходимо учитывать, что они кратны тактовой частоте векторного функционального генератора. В КЛЗС последних версий период тактовых импульсов примерно равен примерно 29 нс.

Шаг δ импульсов РИМ по угловой координате. Диапазон задания - 0.01-1 от диаметра пучка по уровню интенсивности 1/2. С точки зрения дифракционный эффективности при угловых ошибках, типичных для CLWS-300, оптимальный шаг лежит в пределах 0.75-0.95 размера пучка. Изменение δ может быть эффективно для случаев, когда характерные размеры элементов 3D микроструктуры возле центра вращения заготовки превышают 20 мкм или вклад области, где используется малый шаг δ пренебрежимо мал, в формирование заданного волнового фронта.

Шаг записи по радиальной координате. Изменение в диапазоне - 0.2-1 от диаметра пучка по уровню интенсивности $\frac{1}{2}$ приводит к примерно такому же изменению поглощенной энергии из-за суммирования влияния соседних треков. Отклонения от линейности свыше 1% начинаются после превышения шага 0.85 диаметра. Нижняя граница диапазона связана с пропорциональным снижением скорости записи. В параграфе 3.2 показано, что малый шаг сканирования существенно влияет на дифракционную эффективность для малых периодов линейной решетки. Для диаметра пучка и ошибок позиционирования, характерных для CLWS-300, оптимальный с точки зрения дифракционной эффективности шаг равен 0.5 мкм. Для произвольных РОЭ требуется перерасчет структуры в полярных координатах при изменении шага радиального сканирования. Из-за небольшого диапазона изменения экспозиции и необходимости перерасчета микроструктуры в полярных координатах использование шага записи по радиальной координате не эффективно для управления экспозицией.

Ступенчатый дифракционный аттенюатор. Коэффициент пропускания в нулевом порядке может варьироваться от 1 (за 1 принято пропускание

просветленной подложки) до 0.01 (зависит от индивидуальных характеристик аттенюатора). Дифракционный аттенюатор для пучка диодного УФ лазера может быть выполнен как в виде фазовой, так и в виде амплитудной микроструктуры. Амплитудный вариант проще в реализации и вполне подходит для маломощных УФ лазеров. Он, как правило, обеспечивают большую точность в формировании градаций пропускания из-за меньшего числа технологических операций. При расположении секторов аттенюатора вдоль прямой линии устраняется влияние клина его подложки. Недостатком аттенюаторов с переменным пропусканием является то, что наличие локальных дефектов или неоднородности скважности решетки дифракционного аттенюатора может приводить к невоспроизводимости коэффициента пропускания в случае, если аттенюатор повторно установлен моторизованным аттенюатором со смещением относительно первоначального положения. Ошибка позиционирования разработанного нами линейного аттенюатора моторизованным аттенюатором составляет ± 0.5 мм, что сопоставимо с размером пучка, проходящего аттенюатор. Размер одного сектора составляет 3-4 мм.

Совместное влияние перечисленных способов регулирования экспозиции можно свести к следующему выражению для величины плотности поглощенной энергии E_{cw} при непрерывной записи:

$$E_{cw} = \beta \cdot P_{PAM} \cdot T_{YAM} \cdot T_A \cdot \tau_{exp} \cdot \frac{w}{s} \cdot \frac{1}{S_{spot}}, \quad (1.15)$$

где β - коэффициент, зависящий от поглощения фоторезиста и коэффициента пропускания оптических компонентов оптического канала за исключением АОМ и аттенюатора, P_{PAM} - уровень мощности лазера при радиальной аналоговой модуляции, T_{YAM} - коэффициент пропускания модулятора, отвечающего за угловую аналоговую модуляцию, T_A - коэффициент пропускания аттенюатора, τ_{exp} - время экспонирования области с размером фокального пятна, S_{spot} - площадь фокального пятна с диаметром w . Член w/s отвечает за вклад

перекрытия соседних треков в величину экспозиции. Такое упрощение оправдано при сильном перекрытии областей экспонирования соседних треков $w/s \leq 1$. С учетом того, что $\tau_{exp} = w/(2\pi r \nu)$ и $S_{spot} = \pi w^2/4$, выражение (1.15) можно привести к следующему виду:

$$E_{cw} = \frac{2\beta}{\pi^2} \frac{P_{PAM} \cdot T_{VAM} T_A}{r \cdot \nu \cdot s}. \quad (1.16)$$

Отсутствие зависимости от размера пучка отражает тот факт, что при равномерном распределении P_{VAM} по поверхности фоторегистрирующего материала, поглощенная им энергия не зависит от площади пучка, так как весь свет попадает на материал. Фактически выражение (1.15) может быть использовано только для расчет зависимости P_{PAM} от радиальной координаты при $T_{VAM} = \text{const.}$

В случае импульсной записи величина плотности поглощенной энергии E_p может быть выражена подобно выражению (1.15) с одинаковой зависимостью от шага экспонирования по угловой и радиальной координатам:

$$E_p = \beta \cdot P_{PAM} \cdot T_{VAM} \cdot T_A \cdot T_{pulse} \left(1 - \frac{T_{front}}{2T_{pulse}} \right) \cdot \frac{w}{s} \cdot \frac{w}{\delta} \cdot \frac{1}{S_{spot}}.$$

Сомножитель $\left(1 - \frac{T_{front}}{2T_{pulse}} \right)$ учитывает падение экспозиции из-за двойной импульсной модуляции, упомянутой на стр. 104. Учитывая, что S_{spot} и $\delta = 2\pi r \nu \tau$, получаем:

$$E_p = \frac{2\beta}{\pi^2} \frac{T_{pulse}}{\tau} \left(1 - \frac{T_{front}}{2T_{pulse}} \right) \frac{P_{PAM} \cdot T_{VAM} \cdot T_A}{s \cdot r \cdot \nu}. \quad (1.17)$$

При изготовлении оптических элементов небольшого размера способов формирования заданного распределения экспозиции с помощью перечисленных инструментов воздействия на интенсивность излучения и количество поглощенной фоторезистом энергии может быть много. Но при размерах элементов близких к максимальному диапазоны вариации параметров

существенно снижаются. Задача состоит в том, чтобы выработать 1-3 варианта методики выбора параметров записи, обеспечивающих синтез основных классов РОЭ. Алгоритм расчета параметров включает в себя также и рекомендации по тестированию регистрирующего материала.

При выводе формул расчета параметров использовались выражения (1.16) и (1.17) при $T_{VAM}=1$. Для реального применения выражения (1.17) необходимо учесть дискретный характер задания T_{pulse} и дискретность изменения τ от радиальной координаты r :

$$N_{pls} = round(T_{pulse} \nu N_{SY}), \quad N_{\tau} = round\left(\frac{N_{SY} \cdot s}{8r}\right),$$

где оператор $round()$ обозначает округление к ближайшему целому. С учетом этих выражений (1.17) может преобразовано к виду

$$E_p = \frac{2\beta}{\pi^2} \frac{N_{pls}}{N_{\tau}} \left(1 - \frac{T_{front} \nu N_{SY}}{2N_{pls}}\right) \frac{P_{PAM} \cdot T_{VAM} \cdot T_A}{s \cdot r \cdot \nu}. \quad (1.18)$$

В качестве первого универсального алгоритма рассмотрим случай записи элемента с максимальным диапазоном от 0.5 мкм до 140000 мкм. Хотя максимальный диаметр подложек на КЛЗС может быть 285 мм, краевая зона шириной порядка 2 мм не пригодна для записи из-за брусстеров которые формируются при нанесении фоторезиста. Кроме этого предполагалось, что при записи мощность УФ лазера P_{PAM} будет устанавливаться не выше 90% ($K_{max}=0.9$) от максимальной для того чтобы сохранить возможность масштабной коррекции рельефа до +10%. Минимальный уровень P_{PAM} принят равным 4% ($K_{min}=0.04$) по середине диапазона 3-5% указанного выше.

Оценки диапазонов изменения энергии экспозиции для комплекса параметров в выражениях 1.15 и 1.18 показала, что полная компенсация изменения линейной скорости в максимальном радиальном диапазоне может быть произведена при делении радиального диапазона на как минимум три зоны,

различающихся пропусканием аттенюатора и режимами записи (непрерывной или импульсной).

В расчетных формулах, которые выведены на основе выражений (1.15) и (1.18) для этих зон использованы следующие обозначения: R_{ij} – радиальная координата границы i -й зоны ($j=1$ – внешний радиус, $j=2$ – внутренний радиус), P_{ij} – уровень мощности лазера на j -й границе i -й зоны, P_{max} – максимальная мощность лазера, T_i – коэффициенты пропускания аттенюатора для i -й зоны, N_{SY} – количество синхроимпульсов в обороте, N_{ij}^τ – количество синхроимпульсов в периоде τ радиальной импульсной модуляции на j -м краю i -зоны, N_{pls}^i – количество синхроимпульсов в одном импульсе длительностью T_{pulse} РИМ в i -зоне, $DC_{max} = K_{АОМ}(0.1 \cdot P_{on}/P_{off} + 1)$ – максимальная скважность импульсов РИМ при заданных контрастных отношениях акустооптического модулятора и диодного лазера, рассчитанная на основе неравенства (1.14). На Рис. 1. 35 показана схема деления на зоны и обозначения изменяющихся параметров в каждой зоне. Радиуса R_{i2} и $R_{(i+1)1}$ граничащие друг с другом отличаются на величину s радиального шага сканирования. Внутри зоны импульсной записи РИМ длительность импульсов не меняется, поэтому величина N_{pls}^3 едина для всей зоны 3. Также будем считать, что уровень мощности в зоне 3 не меняется в силу использования импульсной записи.

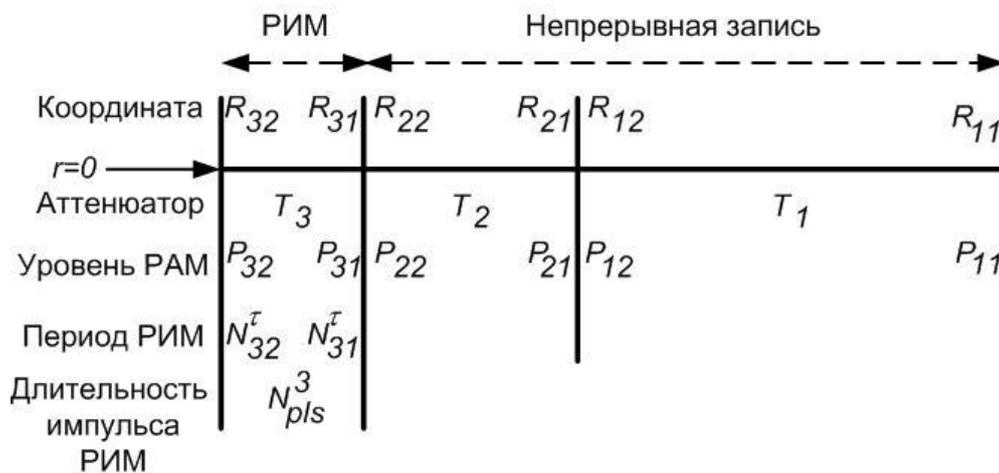


Рис. 1. 35. Схема деления диапазона записи на 3 зоны.

Шаг между импульсами РИМ вдоль кольцевой траектории пучка примем в соответствии с обсужденным ранее выражением $\delta = \pi \cdot s/4$. В этом случае на минимальном радиусе $R_{ij} = s$, будет всего 8 импульсов РИМ и, соответственно,

$$N_{32}^{\tau} = \text{round}\left(\frac{N_{SY}}{8}\right). \quad (1.19)$$

Отсюда из неравенства (1.14) на радиусе R_{32} следует условие на минимально возможную длительность импульсов

$$N_{pls}^3 = \text{ceil}\left(\frac{N_{32}^{\tau}}{\max(DC_{32})}\right), \quad (1.20)$$

где оператор $\text{ceil}()$ обозначает округление к ближайшему целому в сторону $+\infty$, а величина, характеризующая максимально возможную скважность импульсов при уровне мощности лазера P_{32} , оценивается как

$$\max(DC_{32}) \approx DC_{\max} \cdot P_{32}/P_{\max} \quad (1.21)$$

На первом этапе тестирования нового фоторезиста на КЛЗС необходимо записать тесты на определение положения аттенуаторов, обеспечивающих достижение заданной глубины рельефа в трех зонах, на которые разбит весь диапазон записи, вплоть до внешнего края первой зоны вблизи радиуса R_{11} . Для уменьшения количества итераций при тестировании необходимо одновременно определить форму характеристической кривой фоторезиста (глубины рельефа от мощности пучка). Чтобы уменьшить компенсируемую нелинейность перед записью теста измеряется передаточная характеристика АОМ, выполняющего угловую аналоговую модуляцию. На Рис. 1. 36, а показана типичный вид этой характеристики – нормированная зависимость сигнала фотоприемника калибровки от сигнала угловой аналоговой модуляции УАМ2 (Рис. 1.28). Для лазерной записи полный диапазон модуляции АОМ не желательно использовать, из-за возрастания тепловой нагрузки на модулятор и ВЧ драйвер, приводящей к возрастанию температурно-зависимых релаксационных эффектов в них. Кроме этого ограничение диапазона концом линейного участка (пунктирные линии) облегчает линеаризацию кривой. На Рис. 1. 36, б показана функция линеаризации

АОМ, представляющая собой таблицу конвертации расчетных фазовых уровней в сигнал УАМ2 для ограниченного таким образом диапазона.

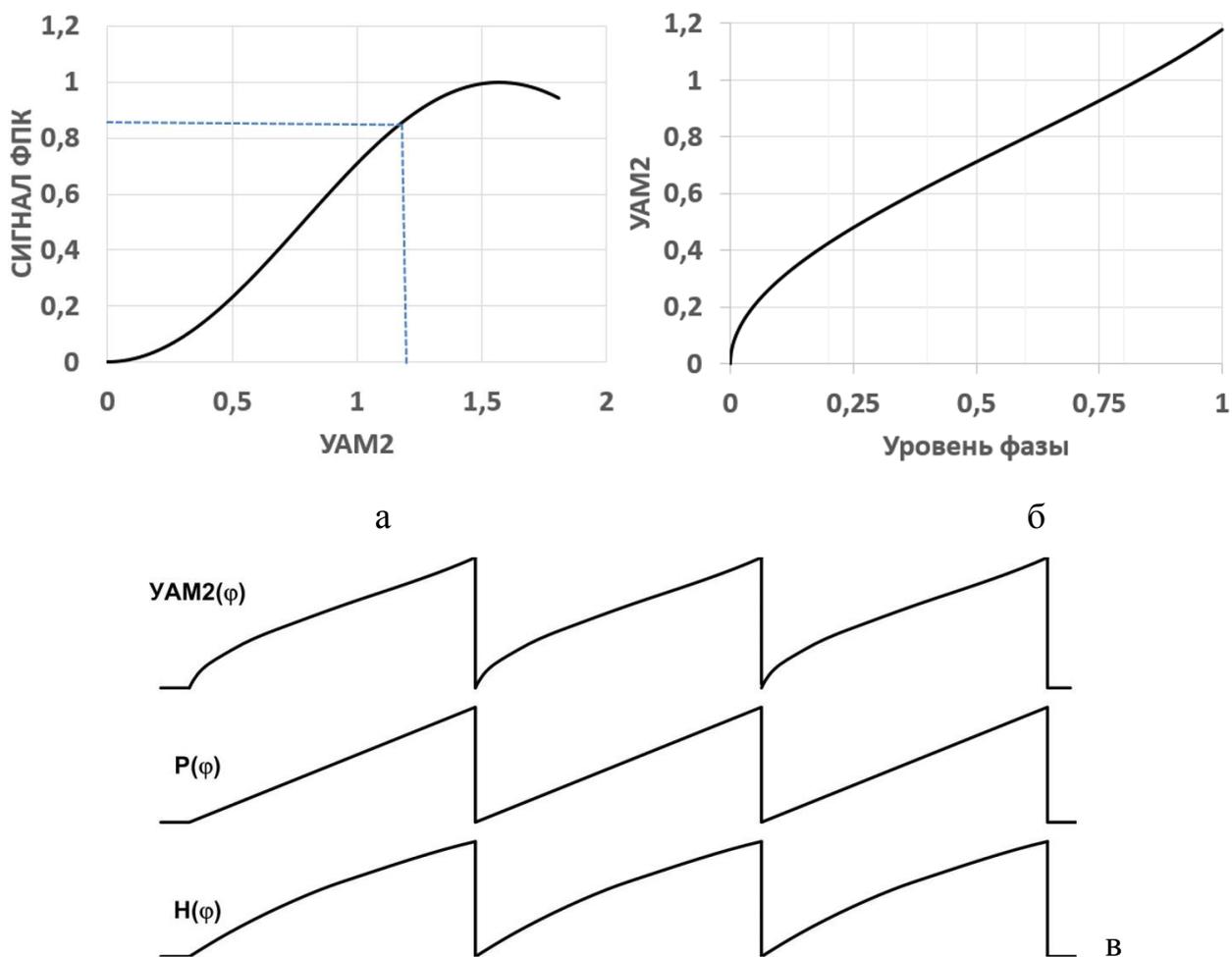


Рис. 1. 36. А - типичная передаточная характеристика АОМ, б – функция линейаризации АОМ, в - вариант формы рельефа на тестовой записи.

На Рис. 1. 36, в показан вариант формы рельефа для тестовой записи и вид сигнала УАМ2, изменения мощности пучка и глубины рельефа в фоторезисте. Тест может записываться в виде линейной решетки или в виде радиальной решетки с одинаковым периодом вдоль радиуса. Линейная решетка удобнее для интерферометрических измерений, так как необходимо измерять форму рельефа с разных сторон от центра и усреднять данные. В этом случае наклон рельефа и как следствие интерференционная картина будут примерно одинаковые с разных сторон. Три периода нужны для того, чтобы проводить измерения на центральном периоде, для которого исключены краевые эффекты, связанные с

влиянием пятна рассеяния, рассмотренного ранее. Кроме этого наличие дополнительных периодов поднимает точность измерения по методу характеристики описанному в главе 4. Ширина одного периода должна быть не менее 100 мкм, чтобы снизить влияние обратного ската и аппаратной функции профилометра.

Форма характеристической кривой $H(P)$, имеющая как правило параболическую форму из-за уменьшения количества поглощаемой энергии света при удалении от поверхности раздела с воздухом, измеряется по пологому участку центральной зоны теста. Способ обработки таких профилограмм на основе полиномиальной аппроксимации обсуждается в главе 4. Мощность лазера $P_{РАМ}$ для записи теста на максимальном радиусе выбирается равной $K_{max} \cdot P_{max}$.

Пропускание аттенюатора для максимального радиуса можно оценить на основе стандартной дозы экспозиции E_{st} , приводимой в спецификации фоторезиста как величины достаточной для формирования сквозного окна в пленке. Для типовых фоторезистов с толщиной 1-2 мкм она лежит в пределах 90-140 мДж/см². Заменяв в выражении (1.16) коэффициент β на пропускание $T_{ОПТ}$ оптического канала, не включающее АОМ и аттенюатор, можно получить выражение для плотности световой энергии, падающей на участок фоторезиста с площадью сечения записывающего пучка

$$E_{st} = \frac{2T_{ОПТ}}{\pi^2} \frac{P_{РАМ} \cdot T_{УАМ} T_A}{r v s} .$$

Отсюда получаем выражение для пропускания аттенюатора $T_A = T_1$, необходимого для записи на радиусе R_{11} :

$$T_1 P_{РАМ} = \frac{\pi^2 E_{st} R_{11} v s}{2T_{ОПТ} T_{УАМ}}$$

Типичное значение $T_{ОПТ}$ с учетом потерь на фильтрацию лежит в пределах 0.3-0.4. Подставив в эту формулу $R_{11}=140000$ мкм, $v=12$ об/с, $s=0.5$ мкм, $T_{УАМ} = 0.8$, $E_{st} = 100$ мДж/см² получаем что $T_A P_{РАМ}$ лежит в пределах 13-17 мВт. Таким

образом при мощности лазера 60 мВт, получаем оценку, что T_l лежит в пределах 0.22-0.28. При записи тестов целесообразно записывать тесты с несколькими значениями пропускания аттенюатора вокруг рассчитанного значения. С учетом того, что коэффициент изменения пропускания между ступенями не превышает 1.5, необходимо записать тесты только с 2-3 положениями аттенюатора. Для каждой ступени записывается тест как на Рис. 1. 36, в. В результате тестирования на каждом радиусе необходимо определить величину пропускания T_i , при которой глубина рельефа становится равной или более расчетной глубины H_D дифракционного рельефа:

$$H_{ij}^T = H(T_i, P_{ij}, R_{ij}) \geq H_D \quad (1.22).$$

Тесты в зоне импульсной записи должны записываться на достаточно большом радиусе, ограниченным условием $\frac{\tau}{T_{pulse}} > 4$ (нижняя граница условия (1.14) для больших радиусов). С учетом (1.19) - (1.21) это неравенство преобразуется к виду

$$N_{31}^{\tau} > 4 \cdot \text{round} \left(\frac{N_{SY} K_T P_{\max}}{8 DC_{\max} P_{31}} \right). \quad (1.22).$$

Отсюда следует условие на максимальный радиус R_{3T} для записи теста в зоне импульсной записи:

$$R_{3T} < s \cdot \text{round} \left(\frac{DC_{\max} \cdot P_{31}}{4 K_T \cdot P_{\max}} \right) \quad (1.23)$$

Внешний радиус импульсной записи ограничен также следующим условием

$$N_{\tau}^{31} > H_D / \delta H, \quad (1.23)$$

где δH - допустимая ошибка дискретизации рельефа РОЭ по глубине. Это условие отражает необходимость плавного изменения периода импульсов РИМ от радиуса, чтобы избежать явно видимого дискретного изменения глубины рельефа при уменьшения радиуса записи. Исходя из того, что 64 уровня фазы дают практически непрерывный рельеф и достаточны даже для работы ДОЭ вплоть до третьего порядка дифракции, примем условие (1.23) в виде

$$N_{31}^{\tau} > 64. \quad (1.24)$$

Для покрытия всего диапазона записи достаточно изменять положение аттенюатора только один раз между первой и второй зонами. По результатам обеих тестов определяются положения аттенюаторов T_1 и T_3 , а также значения мощности. С их учетом рассчитываются остальные параметры для тестирования по формулам, приведенным в таблице 1.3.

Таблица 1.3. Расчет параметров для ПЛЗ на фоторезисте

Зона	Радиус	Изменяемые в зоне параметры	Общие на зону режимы, условия на параметры
1	$R_{11}=140000$	$P_{11} = P_{\max} \cdot K_{\max}$	Непр. запись, аттенюатор T_1
	$R_{12} = s \cdot \text{round} \left(\frac{R_{11} P_{12}}{s P_{11}} \right)$	$P_{12} = P_{\max} \cdot K_{\min}$	
2	$R_{21} = R_{12} - s$	$P_{22} = P_{12} \cdot T_1 / T_3$	Непр. запись, аттенюатор $T_2 = T_3$
	$R_{22} = R_{31} + s$	$P_{22} = \frac{P_{31}}{DC_{31}} = \frac{P_{\max} K_{\max}}{DC_{31}}$	
3	$R_{31} = s \cdot \text{round} \left(\frac{N_{32}^{\tau}}{N_{31}^{\tau}} \right)$	$N_{31}^{\tau} = DC_{31} \cdot N_{pls}^3$ $DC_{31} > 4$ $N_{31}^{\tau} > 64.$ $N_{31}^{\tau} > 4 \text{round} \left(\frac{N_{SY} K_T K_{\max}}{8 DC_{\max}} \right)$	РИМ: $\delta = \pi \cdot s / 4$, аттенюатор T_3 $T_3 = T_1 \left(\frac{s \cdot DC_{\max} K_{\max}}{K_T R_{11}} \right)$ $N_{pls}^3 = \text{ceil} \left(\frac{N_{SY} K_T}{8 DC_{\max} K_{\max}} \right)$
	$R_{32} = s$	$N_{\tau}^{32} = \text{round} \left(\frac{N_{SY}}{8} \right)$	$P_{31} = P_{32} = P_{\max} \cdot K_{\max}$

В таблице 1.3 считалось, что $T_{front} \ll T_{pulse}$ и эффект уменьшения экспозиции не учитывался, так как по предварительным оценкам T_{pulse} для разработанного алгоритма лежит в диапазоне 15-30 синхроимпульсов, период которых больше T_{front} . Скважность импульсов РИМ на радиусе R_{31} обозначена в таблице как $DC_{31} = N_{31}^{\tau} / N_{pls}^3$. Она может быть выбрана в диапазоне от $1/K_{\min}$ до нижнего уровня, определенного неравенством (1.14). Выражение для аттенюатора T_3 получено из следующих уравнений:

$$\frac{R_{11}}{R_{22}} = \frac{P_{11}T_1}{P_{22}T_3},$$

$$\text{где, } P_{22} = \frac{P_{31}}{DC_{31}} = \frac{P_{\max} K_{\max}}{DC_{31}}, P_{11} = P_{\max} \cdot K_{\max}, R_{22} \approx R_{31} = s \cdot \text{round} \left(\frac{N_{32}^{\tau}}{N_{31}^{\tau}} \right)$$

$$N_{31}^{\tau} = DC_{31} \cdot N_{pls}^3, N_{pls}^3 = \text{ceil} \left(\frac{N_{SY} K_T}{8 DC_{\max} K_{\max}} \right), N_{\tau}^{32} = \text{round} \left(\frac{N_{SY}}{8} \right).$$

Выражение для P_{21} получено из условия равных динамических диапазонов изменения мощности в первой и второй зонах. При записи тестов и элементов между границами R_{i1} и R_{i2} внутри каждой зоны уровень P_{PAM} радиальной аналоговой модуляции уменьшается линейно от P_{i1} до P_{i2} в зависимости от радиуса. Запись начинается с зоны 1, имеющей максимальный радиус 140000 мкм.

В таблице 1.4 дан вариант реализации способа расчета параметров по таблице 1.3 для типовых параметров КЛЗС: шаг радиального сканирования $s=0.5$ мкм, скорость вращения заготовки $v=12$ об/с, $N_{SY}=2880000$, $K_{\max}=0.9$, $K_{\min}=0.05$, $DC_{31}=8$, $DC_{\max}=26000$, $K_T=1.5$. Пропускание T_1 взято равным 0.25. На практике трудно получить точное соотношение между T_3 и T_1 . Из выражения для T_3 из таблицы 1.3 следует, что при указанных параметрах $T_3=0.014$. Предположим, что на практике рядом имеется только пропускания 0.012 и 0.018. Тогда необходимо записать 2 теста с обеими положениями аттенюатора вблизи границ между зонами 1-2 и 2-3.

После проведения тестирования выбираются положения аттенюаторов, при которых глубина равна или превышает заданную $K_H = H_{ij}^T / H_D \geq 1$. На следующем этапе тестирования мощность на соответствующем радиусе R_{ij} уменьшается в K_H раз. На тесте наиболее близком по глубине к заданной по профилограмме определяется зависимость глубины H от заданного фазового уровня L , изменяющегося от 0 до 1, аппроксимированная полиномом второй степени: $H=aL^2+bL+c$. После удаления постоянного сдвига и нормировки на

максимум, она используется для расчета обратной корректирующей функции. Эта функция используется на следующем этапе тестирования для генерации сигнала УАМ2.

Таблица 1.4. Пример реализации управления энергией экспонирования в полном диапазоне КЛЗС при тестировании.

Зо-на	Радиус, мкм	Переменные параметры в последовательности расчета	Режимы и постоянные параметры
1	$R_{11}=140000$	$P_{11}=0.9 \cdot P_{max}$	Непрерывная запись с шагом $s=0.5$ мкм, аттенюатор $T_1=0.22, 0.28$
	$R_{11}=7778$	$P_{12}=0.05 \cdot P_{max}$	
2	$R_{21}=7777.5$	$P_{21}=0.893 \cdot P_{max}$	Непрерывная запись, с шагом s , аттенюатор $T_3=0.012$ и 0.018
	$R_{22}=978.5$	$P_{22}=0.1125 \cdot P_{max}$	
3	$R_{31}=978$	$N_{\tau}^{31}=184$ $P_{31}=0.9 \cdot P_{max}$	РИМ: $\delta = \frac{\pi \cdot s}{4} = 0.3927$, аттенюатор $T_3=0.012$ и 0.018 $N_{pls}^3 = 23$
	$R_{32}=0.5$	$P_{32}=0.9 \cdot P_{max}$ $N_{\tau}^{32}=360000$	

Рассмотренный выше подход рассматривал максимально сложный случай. На практике размеры большинства рельефно-фазовых оптических элементов лежат в пределах 100 мкм. В этом случае можно выбрать один из упомянутых вариантов управления экспозицией и уменьшить пропорционально внешний радиус R_{11} и максимальный уровень P_{11} . Остальные параметры остаются прежними.

Для экспериментальной практики представляет интерес запись небольших микрооптических и дифракционных элементов диаметром. Такие элементы проще записывать целиком в режиме импульсной записи, чтобы упростить

тестирование фоторезиста. При смягчении критерия (1.14) и использовании аттенюатора с небольшим K_T можно довести диаметр зоны импульсной записи до 10 мм. В этом случае необходимо использовать более узкие импульсы чем в таблице 1.4 и поэтому необходимо учитывать, что экспозиция уменьшается на коэффициент $\left(1 - \frac{T_{front}}{2T_{pulse}}\right)$.

Описанные подходы демонстрируют алгоритм поиска оптимальных значений параметров. На практике выбранные значения необходимо рассматривать как первое приближение, которое должно быть проверено на тестовых образцах перед записью РОЭ на фоторезисте с новой толщиной или нового типа.

1.5. Выводы к главе 1

- Разработаны и экспериментально реализованы принципы построения лазерных литографических систем с круговым сканированием на основе двух лазеров, а также методы управления лазерными пучками в них для формирования РОЭ, ПФ на основе фото- и термочувствительных материалов в поле диаметром свыше 250 мм, обеспечивающие управление экспозиции по угловой координате с диапазон модуляции не менее чем 1:100 и компенсацию изменения линейной скорости сканирования в диапазоне более чем 1:10⁵ за счет согласованного поэтапного управления модуляторами, током лазера, ступенчатым аттенюатором и режимами непрерывной и импульсной модуляции в зависимости от скорости сканирования лазерного пучка, регистрирующего материала и выбора режима записи или тестирования.
- Предложен методы измерения и анализа траектории движения записывающего пучка в лазерных литографических систем с круговым сканированием и расчета функции компенсации систематических погрешностей траектории для управления дефлектором пучка. Метод измерения основывается на записи кольца на заготовке при вращающемся с рабочей скоростью шпинделе,

последующем повороте подложки относительно планшайбы шпинделя на 180° и измерении угловой зависимости радиусов кольца с диаметрально противоположной стороны по отношению к положению лазерного пучка при записи кольца. Экспериментально получено уменьшение отклонения траектории записывающего пучка от круговой формы в 5 раз и уменьшение среднеквадратичного значения неосесимметричной ошибки волнового фронта, формируемого тестовыми дифракционными линзами, в 4,2 раза.

- Предложен метод периодического измерения и коррекции дрейфа центра вращения заготовки в лазерных литографических систем с круговым сканированием, основанный на формировании серии меток под слоем фоторезиста и последовательном измерении и анализе их положения в процессе записи элемента для коррекции текущей радиальной координаты. Метод позволяет существенно сократить время на периодическую коррекцию начала системы координат при записи на поверхностях вращения. Экспериментально показана возможность синтеза высокоэффективных ДОЭ с числовой апертурой свыше 0.15 и остаточной ошибкой волнового фронта до $\lambda/20$ (СКО).
- На основе принципа разделения управления мощностью записывающего лазерного пучка по радиальной и угловой координате, а также инкрементного представления микроструктуры многоуровневых рельефно-фазовых оптических элементов разработан и реализован двухмодуляторный канал записи и инкрементный цифро-аналоговый привод модулятора, формирующий сигналы скоростной угловой аналоговой модуляции и радиальной импульсной модуляции. Метод инкрементной записи позволяет сократить объем данных, передаваемых в устройство записи при изготовлении многоуровневых элементов с произвольной микроструктурой.

2. МЕТОДЫ И МАТЕРИАЛЫ ПОЛУТОНОВОЙ ЛАЗЕРНОЙ ЗАПИСИ

2.1. Исследование полутоновой лазерной записи на пленках аморфного кремния

Создание многофункциональной лазерной записывающей системы позволило проводить исследования различных регистрирующих материалов, имеющих потенциал для применения в технологии синтеза рельефно-фазовых оптических элементов. Аморфный кремний (a-Si) стал одним из первых материалов, на котором было обнаружено индуцированное лазерным нагревом существенное изменение коэффициента поглощения. Оптическая запись на пленках аморфных полупроводников интенсивно исследовалась в ряде работ [110,111,112,113,114]. Особый интерес проявлялся к изучению пленок аморфного кремния. Так, в работе [113] описывалось потемнение пленок аморфного гидрогенизированного кремния (a-Si:H) за счет термоиндуцированной десорбции водорода. Однако этот процесс слишком медленный (характерное время более 10^{-3} с), что делало его не пригодным для оптической записи методом сканирования сфокусированного лазерного пучка. Более перспективными для оптической записи оказались пленки негидрогенизированного аморфного кремния (a-Si).

В работе [114] показана возможность записи изображений путем осветления пленки при облучении пленок a-Si импульсным лазерным излучением через бинарный амплитудный фотошаблон. Впервые оптическая запись полутоновых фотошаблонов (ПШ) сфокусированным лазерным пучком на пленках a-Si, полученных ионно-плазменным распылением, была продемонстрирована в работе [115]. Запись сфокусированным пучком аргонового лазера на пленках a-Si, полученных термическим отжигом пленок a-Si:H до полного выхода водорода, описана в работе [116]. Авторы этой работы показали, что под действием лазерного излучения происходит кристаллизация пленок a-Si. Однако промежуточные состояния пленки между аморфной и

кристаллической фазой не были исследованы, и не был рассмотрен вопрос о пространственном разрешении оптической записи.

2.1.1. Получение пленок a-Si

Ионно-плазменное напыление. Напыление пленок на стеклянные подложки производилось на установке УРМЗ.279.014 путем высокочастотного распыления кремниевой мишени. Процесс распыления происходит следующим образом. Под действием высокой температуры с вольфрамовых катодов испускаются электроны, которые через волноводы попадают под колпак в среду аргона и, направляясь к анодам, ионизируют аргон в пространстве над мишенью. Аргон поступает под колпак через систему натекаателей из баллона. Положительные ионы аргона направляются к мишени, находящейся под отрицательным потенциалом и выбивают из нее атомы кремния. Для усиления эффективности бомбардировки мишени за счет удаления окисленного слоя с нее используют поле высокой частоты. Распыленные атомы кремния попадают на стеклянные подложки, которые, вращаясь на карусели, поочередно проходят над мишенью. Для обеспечения равномерного напыления пластины вращаются вокруг собственной оси. Время напыления выбирается в зависимости от оптической плотности или толщины, которую необходимо получить. Время напыления для оптической плотности 1,8D на длине волны 436 нм (толщина около 100 нм) составляло 9,5 мин, что дает скорость напыления 1,5 нм/сек с учетом геометрических размеров карусели и напыления одновременно четырех подложек. При этом параметры разряда были следующие: ток мишени - 80-100 мА; напряжение разряда - 4,2 кВ; ток анодов - 3 А; давление Ar - 9×10^{-4} мм.рт.ст. температура подложки – не более 60 °С.

Магнетронное распыление. Магнетронное распыление производилось с охлаждаемой мишени, расположенной на расстоянии 120 мм от подложек. Подложки не охлаждались и вращались на карусели. Одновременно можно было напылять 6 пластин. Перед напылением камера откачивалась до 10^{-6} мм.рт.ст. Затем напускался аргон до давления $5 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.ст. Параметры процесса

выбирались таким образом, чтобы обеспечить скорость напыления порядка не ниже 1.5 нм/с. При такой скорости напыления пленки получались очень плотные и с высокой степенью аморфности.

Электронно-лучевое испарение. Этим методом достаточно трудно получить аморфные пленки, так как требуется очень высокая скорость напыления и, соответственно, высокий ток. В маломощных установках это вызывает разрушение катода. Электроннолучевым испарением были получены пленки толщиной 110 нм на стеклянной подложке. Исходное пропускание пленок составило 1.5% на длине волны 440 нм. Пленки напылялись при остаточном давлении - 10^{-6} мм.рт.ст.

2.1.2. Методика экспериментов

Экспонирование пленок a-Si сфокусированным пучком аргонового лазера производилось на круговых лазерных записывающих системах, рассмотренных в Главе 1. Мощность лазерного пучка в фокальном пятне, требуемая для записи, лежала в пределах 10-30 мВт в зависимости от скорости движения пятна (10^{-2} – 100 см/с), способа напыления подложки и длины волны лазера. Диаметр фокального пятна составлял 0.8 мкм по уровню e^{-1} или 0.33 мкм по уровню 1/2. Такое пятно использовалось для получения большинства результатов экспериментов, описанных ниже. В случае, когда использовалось фокальное пятно другого размера, его размер указан специально на рисунках. Для изучения возникающих изменений оптических свойств и структуры пленок облучались протяженные участки пленки путем записи взаимно перекрывающихся сегментов кольцевых дорожек.

Измерение спектров оптического пропускания и отражения проводилось в диапазоне длин волн 400-800 нм с использованием монохроматора МДР-23 и микроскопа-спектрофотометра MPV-2. Микроскоп-спектрофотометр MPV-2 позволял измерить локальное изменение пропускания образца на заданной длине волны с помощью ФЭУ и системы диафрагм. Минимальный размер измеряемого

участка, при котором сохранялась точность измерения около 5% составлял 10 мкм. Для вычисления коэффициента оптического поглощения α и коэффициента преломления n использовалась система уравнений, описывающих отражение R и пропускание T тонкой поглощающей пленки на прозрачной подложке [117]. Численное решение этой системы при известной толщине пленки позволило по полученным спектрам вычислять α и n для пленок ионно-плазменного распыления в зависимости от мощности записывающего пучка. Толщина пленок d измерялась на микроинтерферометре МИИ-4. Исследование возникающих под действием лазерного излучения структурных изменений проводилось методом спектроскопии комбинационного рассеяния света (КРС) [118]. Спектры КРС измерялись по стандартной методике в геометрии 90 градусного рассеяния на приборе ДФС-24. Источником возбуждения служил аргоновый лазер (длина волны 514 нм).

2.1.3. Результаты экспериментов для пленок различных типов

Пленки ионно-плазменного распыления. Воздействие мощного лазерного излучения приводит к сдвигу края поглощения исследуемых пленок. На Рис. 2. 1 показано изменение спектров пропускания T и отражения R для пленки толщиной 200 нм. Из спектров пропускания видно, что даже существенно осветленные пленки обладают низким пропусканием в области ближнего ультрафиолета. Это является существенным недостатком при использовании ПШ на основе пленок α -Si в производственном процессе, так как требует увеличения времени экспонирования фоторезиста примерно на порядок даже при использовании пленок толщиной 100 нм.

Немонотонное поведение спектров отражения от мощности записывающего пучка делает затруднительной возможность использования отраженного от пленки пучка для косвенного контроля степени осветления пленок при записи, ввиду неоднозначности. Однако значительное относительное изменение отражения (до 25%) может быть полезным, так как позволяет записывать на КЛЗС различные тестовые структуры, хорошо видимые на

отражение. На Рис. 1.3 показан пример тестовой микроструктуры, записанной на аморфном кремнии для проверки параметров КЛЗС. Кроме этого, вблизи центра вращения пластины записываются юстировочные кольца для нахождения точного положения центра вращения. Положение этих тестовых структур может быть легко измерено по фотоэлектрическим измерениям отраженного от пленки пробного пучка.

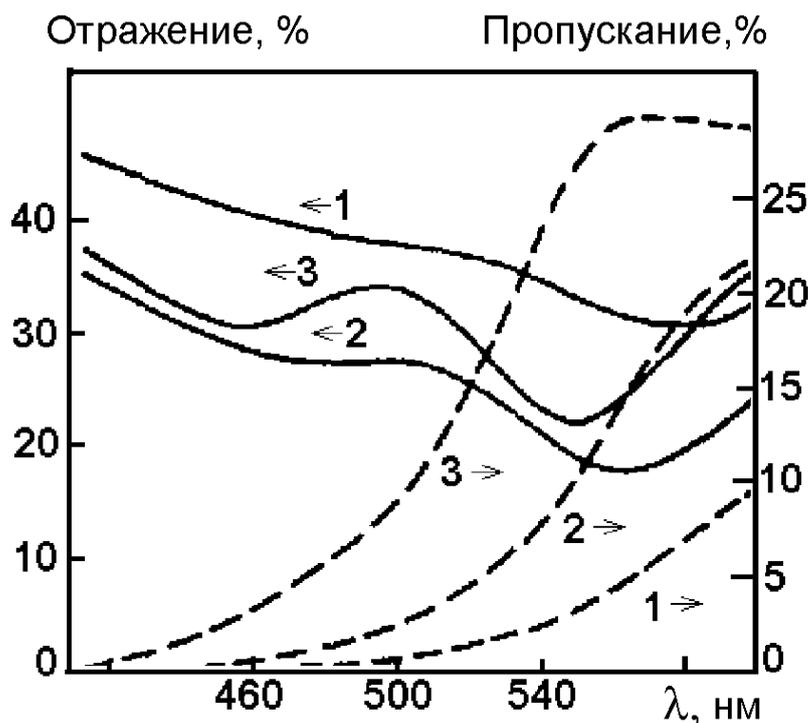


Рис. 2. 1. Спектры пропускания (пунктирные кривые) и отражения (сплошные кривые) для пленки толщиной 200 нм до облучения (1), после облучения при мощности пучка 9 мВт (2) и 13 мВт (3). Скорость сканирования записывающего пучка – 53 см/с.

Степень просветления пленок зависит от мощности записывающего пучка P и скорости сканирования V (Рис. 2. 2). Для длины волны 436 нм (линия спектра ртутной лампы, используемая в фотолитографии для экспонирования фоторезистов) на пленках толщиной 100 нм контрастность записи может достигать 10 [79].

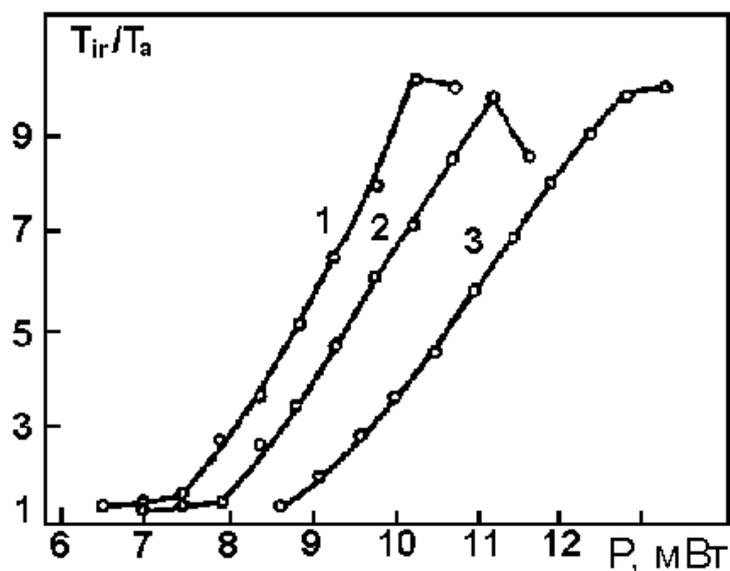


Рис. 2. 2. Зависимость отношения коэффициента пропускания облученной пленки T_{ir} к коэффициенту пропускания T_a исходной аморфной пленки от мощности записывающего пучка для скоростей 49 см/с (1), 82 см/с (2), 140 см/с (3). Длина волны – 436 нм.

На Рис. 2. 3 показан пример поведения коэффициента отражения пленок во взаимосвязи с изменением коэффициента пропускания при различных уровнях мощности записывающего пучка для скорости сканирования 49 см/с. Анализ зависимости оптических свойств от мощности пучка показывает, что в поведении пленок можно выделить четыре области:

1. От 0 до 0.5-0.55 от критической мощности P_{max} (около 10 мВт на данном графике) ни каких изменений оптических свойств не происходит;
2. От $(0.5-0.55) \cdot P_{max}$ до $P_{min} = (0.67-0.7) \cdot P_{max}$ отражение практически не меняется, а коэффициент пропускания поднимается плавно примерно в 1,5 раза;
3. От P_{min} до P_{max} пропускание монотонно возрастает, многократно превосходя исходное значение, но отражение меняется немонотонно;
4. Превышение некоторого порогового уровня мощности P_{max} приводит к сильному искажению поверхности облученных участков пленки из-за плавления и образованию крупных микрокристаллитов. В результате значительно возрастает рассеяние света и понижается пропускание.

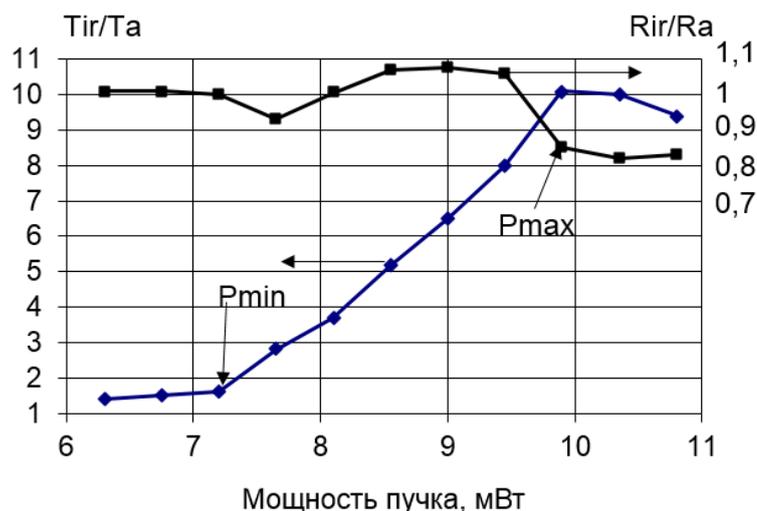


Рис. 2. 3. Поведение относительного изменения R_{ir}/R_a коэффициента отражения (для $\lambda=514$ нм) во взаимосвязи с относительным изменением T_{ir}/T_a (для $\lambda=436$ нм) коэффициента пропускания при различных мощностях записывающего пучка. Скорость сканирования – 49 см/с.

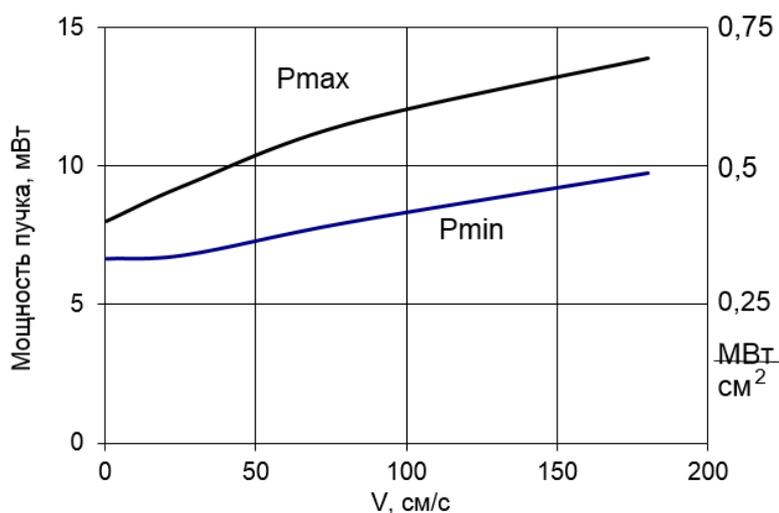


Рис. 2. 4. Типичная зависимость диапазона мощности и интенсивности (правая ось) излучения для записи (от P_{min} до P_{max}) на пленке a-Si, полученной ионно-плазменным распылением, от V . Толщина пленки - 100 нм. Длина волны записывающего пучка – 488 нм.

Для полутонкой записи оптимально подходит область 3 – от P_{min} до P_{max} . Зависимость этого диапазона от скорости сканирования V показана на Рис. 2. 4. Интенсивность лазерного излучения, необходимая для получения

максимального просветления пленки, изменяется в пределах $(0,35-0,7) \cdot 10^6$ Вт/см² при изменении времени экспозиции от 10^{-2} до 10^{-6} с.

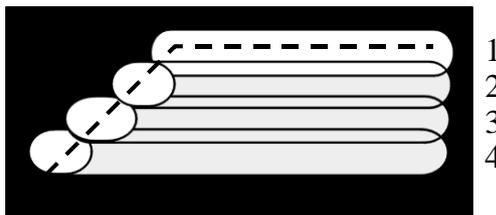


Рис. 2. 5. Эффект «оконтуривания».

При экспонировании обширных участков пленки перекрытием соседних кольцевых треков было обнаружено, что трек, записываемый первым, имеет более высокое пропускание или даже проплавляется. Это связано с эффектом «оконтуривания», который заключается в том, что при экспонировании первого трека луч проходит по пленке с высоким поглощением (Рис. 2. 5). На следующих же треках луч частично проходит по уже экспонированной пленке, и значительная часть его энергии уходит из пленки, не поглощаясь. Таким образом, возникает оконтуривание экспонированных участков со стороны первого трека и со стороны, где происходило включение лазерного пучка.

Запись тестов для определения пространственного разрешения показала, что ширина дорожек в зависимости от мощности пучка и скорости сканирования V изменяется в пределах $0,3 - 0,4$ мкм [119, 120] (для пучка диаметром $0,8$ мкм). На Рис. 2. 6,а приведена сделанная на пропускание на оптическом микроскопе фотография групп линий, записанных на пленке а-Si толщиной 100 нм при скорости сканирования 100 см/сек с периодом $1, 0,79, 0,63$ и $0,48$ мкм. Высокое пространственное разрешение (около 1200 мм⁻¹) было получено даже при записи вблизи центра вращения подложки [118, 79], где скорость сканирования пучка была в среднем около 0.01 см/с (Рис. 2. 6,б).

При практическом применении лазерной записи на пленках аморфного кремния высокое разрешение не всегда необходимо. Поэтому исследовалась также запись пучком, расширенным цилиндрической линзой в радиальном

направлении (перпендикулярно направлению скорости сканирования). Линза устанавливалась перед микрообъективом КЛЗС. Были получены линии шириной до 2 мкм за один проход пучка шириной 4 мкм (Рис. 2. 7). То есть ширина дорожки была вдвое уже ширины пятна. Такой метод может быть пригоден для записи полутонных фотошаблонов для изготовления рефракционной микрооптики, дифракционных компонентов бифокальных интраокулярных линз и конформальных оптических элементов (подробнее в главе 5), не требующих высокого пространственного разрешения.

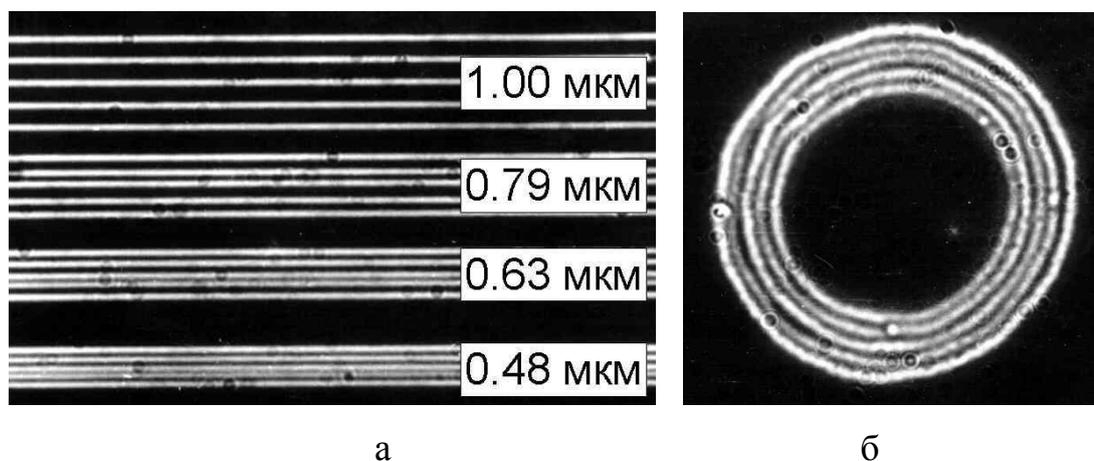


Рис. 2. 6. Микрофотографии групп дорожек, полученные на оптическом микроскопе на пропускание. Дорожки записаны лазерным пучком диаметром 0,8 мкм на пленке а-Si толщиной 100 нм: а) – $V= 100$ см/с; б) – $V= 0,01$ см/с, период дорожек – 0,79 мкм.

Запись на разных длинах волн аргонового лазера 476, 488 и 514 нм показала, что кроме изменения чувствительности пленок в пределах 20 % других существенных отличий в поведении пленок не наблюдается. Видимо, это связано с тем, что основная часть энергии на всех трех исследованных длинах волн поглощается в приповерхностном слое толщиной порядка 50 нм, а дальше процесс кристаллизации продвигается за счет теплопроводности. Но так, как коэффициент теплопроводности аморфного кремния очень низкий (порядка 2 Вт/(м·К), для сравнения – стекло имеет теплопроводность 1,09 Вт/(м·К)), то

фронт кристаллизации доходит только до глубины порядка 100-150 нм. Это подтверждается и записью на пленках толщиной 200 нм, продемонстрировавшей отсутствие изменения коэффициента отражения на границе раздела пленка/подложка.

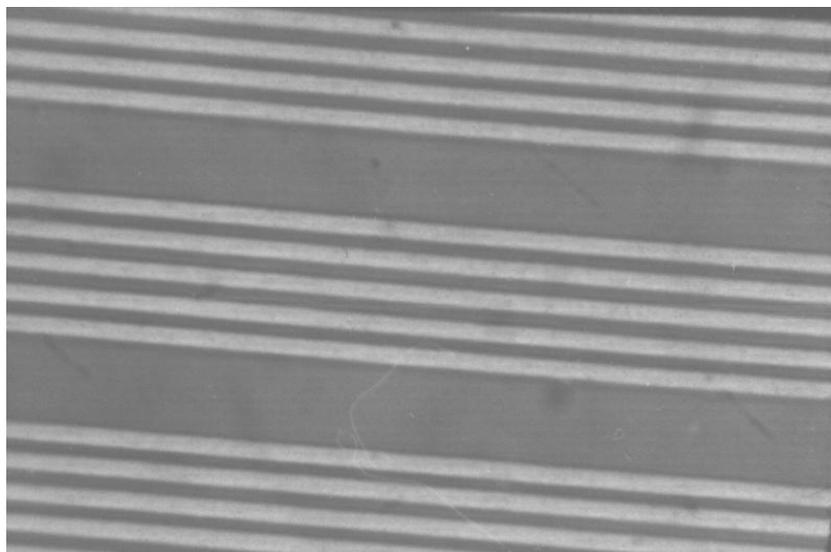


Рис. 2. 7. Микрофотографии групп линий шириной до 2 мкм, полученных за один проход пучка шириной 4 мкм.

Для подтверждения теплового механизма процесса записи было проведено экспонирование на КЛЗС пленок a-Si, покрытых тонким слоем хрома (60 нм). Несмотря на полное поглощение света в пленке хрома, после стравливания пленки хрома наблюдались такие же изменения оптических свойств пленки кремния, как и при записи без поглощающего покрытия. Отличалась лишь ширина одиночных линий, менявшаяся от 0.4 мкм при высоких скоростях (10-100 см/с) до 1 мкм при низких скоростях сканирования записывающего пучка. Что объясняется расширением температурного распределения в пленке хрома с высокой теплопроводностью. Эксперименты по записи на двухслойной структуре Cr/a-Si показывают возможность использования пленок аморфного кремния и для записи сфокусированным электронным пучком. Слой хрома будет поглощать электроны и нагреваться. За счет теплопроводности будет нагреваться и нижележащий слой кремния (его толщина не должна превышать 100 нм). После удаления слоя хрома ПШ пригоден для использования.

При наблюдении экспонированных образцов пленок α -Si в интерференционный микроскоп МИИ-4 было обнаружено увеличение толщины пленок на облученных участках. Для повышения контраста полос и точности измерений на образцы перед измерением напылялся алюминий. При мощности лазерного пучка вблизи порогового значения требуемого для плавления ($P=P_{\max}$) увеличение толщины достигает 25% (для толщины пленки до 200 нм) от исходной толщины пленки и монотонно уменьшается при понижении мощности записывающего пучка (Рис. 2. 8). Этот эффект не может быть объяснено только поверхностными эффектами типа окисления, которое должно быть одинаковым при одинаковых температурно-временных режимах. Однако в экспериментах при одинаковой мощности лазерного пучка на 200 нм пленках обнаружено 50 нм максимальное утолщение пленки, а для 100 нм пленки утолщение составило 25 нм (Рис. 2. 9). При этом разница в количестве поглощенной энергии не превышает 10% (исходя из исходных спектров отражения и пропускания).

При облучении пленок кремния, покрытых слоем хрома, утолщение не было обнаружено. Эффект утолщения пленок можно было бы объяснить вспучиванием пленки при разогреве лазерным пучком, которому препятствует слой хром в случае записи на двухслойной структуре. Но тогда отслаивание пленки от подложки приводило бы к резкому ухудшению прочности покрытия на экспонированных участках. Однако это не наблюдается.

Обнаруженный эффект может быть использован, например, для формирования фазового профиля отражающих дифракционных оптических элементов, работающих в глубоком ультрафиолетовом диапазоне и мягком рентгеновском диапазоне.

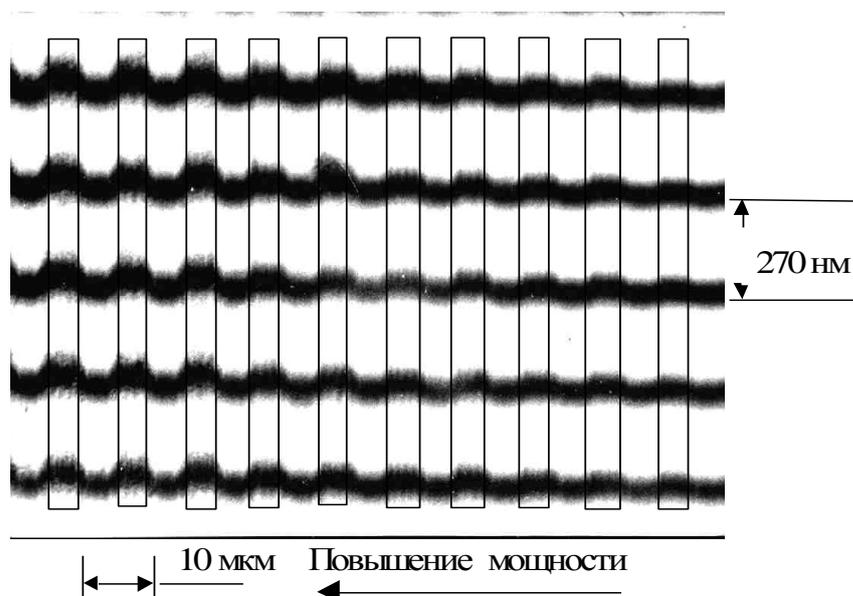


Рис. 2. 8. Интерферограмма поверхности пленки кремния, демонстрирующая изменение толщины пленки после экспонирования с различной мощностью записывающего пучка. Прямоугольники условно показывают границы экспонированных дорожек шириной 5 мкм. Период интерференционных полос соответствует 270 нм.

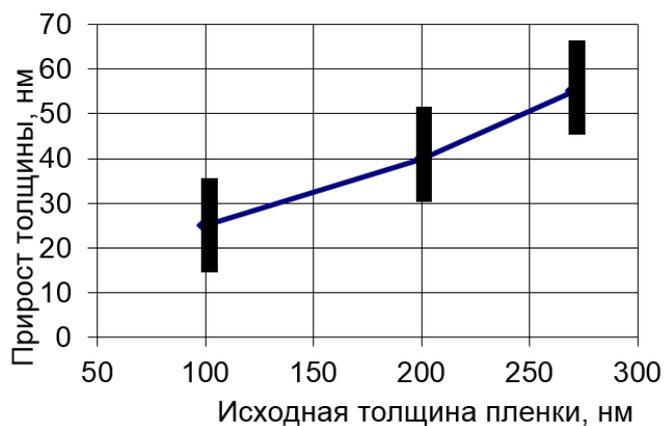


Рис. 2. 9. Зависимость утолщения пленки от её исходной толщины при мощности лазерного пучка вблизи порогового значения P_{max} , требуемого для плавления.

Расчеты оптических констант на длине волны 500 нм показали, что коэффициент поглощения α монотонно уменьшается с ростом мощности пучка P (Рис. 2. 10). В то же время показатель преломления сначала уменьшается с

ростом P но, начиная с некоторого значения, возрастает с увеличением мощности.

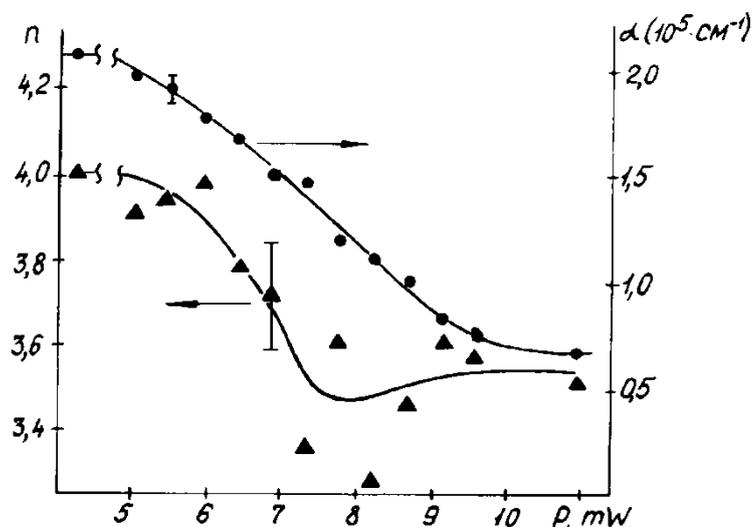


Рис. 2. 10. Зависимости коэффициентов преломления и поглощения от мощности лазерного пучка ($d=200$ нм, $V=53$ см/с).

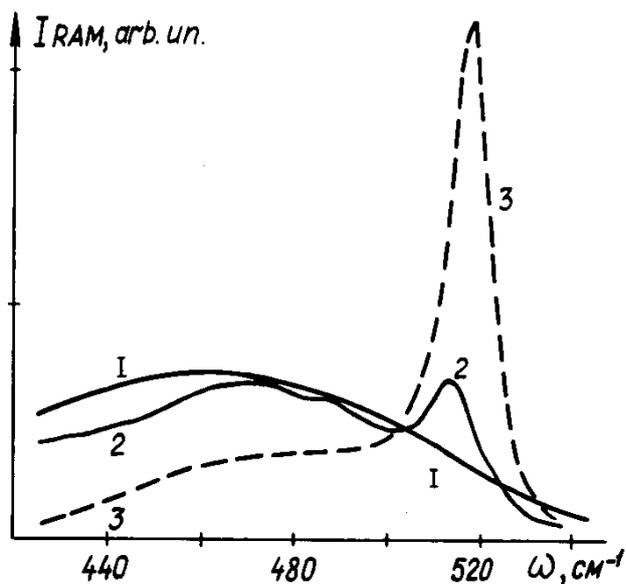


Рис. 2. 11. . Спектры КРС необлученного (1) и облученных (2 – 8 мВт и 3 – 16 мВт) участков пленки a-Si. $V=230$ см/с.

Спектры КРС необлученного и облученного участков пленки приведены на Рис. 2. 11. Видно, что под действием лазерного излучения на фоне широкой полосы с максимумом на 480 см^{-1} (соответствующей аморфному кремнию) возникает достаточно узкий пик с энергией около $510\text{-}520 \text{ см}^{-1}$

(соответствующий поликристаллическому кремнию). С ростом P происходит незначительное смещение в область высоких энергий и увеличение интенсивности этого пика.

Исследование спектров КРС со стороны подложки показывает, что в толстых пленках ($d \geq 200$ нм) не происходит изменения структуры вблизи границы пленка-подложка даже при тех мощностях лазерного пучка, когда поверхность пленки начинает плавиться.

Кристаллизация пленок а-Si сопровождается значительным уменьшением коэффициента поглощения (Рис. 2. 10). Таким образом, индуцированное лазерным пучком осветление пленки позволяет осуществить прямую позитивную запись микроструктуры полутонких фотошаблонов. При использовании фокусирующего микроскопа с апертурой 0,65 минимальный размер элементов фотошаблона может достигать 0,3 мкм (Рис. 2. 6, а). Дальнейшие исследования показали, что пространственное разрешение не зависит от способа напыления пленок.

Запись на пленках, полученных магнетронным распылением. Для пленок, полученных магнетронным распылением, было обнаружено, что они имеют чувствительность в 1,5-2 раза ниже, чем пленки ионно-плазменного напыления. Но этот тип пленок а-Si более склонен к образованию крупных кристаллитов даже при мощностях лазерного пучка ниже границы плавления. Это приводит к увеличению неровности края элементов микроструктуры и повышенной дефектности. Однако эти пленки просветляются гораздо сильнее и могут быть использованы даже для изготовления бинарных фотошаблонов без операции жидкостного проявления. При толщине пленок 100 нм пропускание на длине волны 436 нм для пленок магнетронного распыления увеличивалось с 0,6 до 22 %, а для ионно-плазменного распыления – только с 1 до 10 %. С кремниевого шаблона (фото в синем цвете на Рис. 2. 12), изготовленного на пленке магнетронного напыления, была получена с помощью контактной

фотолитографии копия хорошего качества. Время экспонирования фоторезиста было в 5 раз больше, чем для обычных хромовых фотошаблонов.



Рис. 2. 12. Фотография фрагмента полутонного фотошаблона, записанного на пленке a-Si магнетронного напыления, снятая в синем свете.

Для пленок магнетронного напыления получить спектры КРС не удалось из-за значительного вклада фотолюминесценции. Последнее обстоятельство свидетельствует о присутствии в пленках высокой концентрации примесей. Возможно, что высокая концентрация примесей является и причиной образования крупных кристаллитов. Примеси в пленках a-Si могут появляться из-за распыления механических деталей напылительной установки, служащих для фиксации мишени на водоохлаждаемом радиаторе. К сожалению, избежать этого трудно, так как кремний трудно обработать механически так, чтобы вынести крепление мишени из области разряда.

Поведение пленок, полученных методом PECVD. Пленки гидрогенизированного аморфного кремния Si:H на стеклянных подложках получались методом PECVD - плазмохимическим осаждением из газовой фазы [121]. После нанесения пленок требуется проводить достаточно длительный отжиг при температурах ниже температуры плавления стекла для диффузионного удаления водорода из пленок. По своим оптическим свойствам с точки зрения лазерной записи эти пленки близки к пленкам ионно-плазменного распыления. Они

обеспечивают полутоновую запись с таким же диапазоном изменения пропускания, как и пленки ионно-плазменного распыления и также не склонны к образованию дефектов в виде крупных кристаллитов. Но по сравнению с пленками ионно-плазменного распыления они стабильны и не изменяют своих свойств со временем. Так запись на образцах, с момента напыления которых прошло 3 года, показала их полную пригодность и стабильность оптических параметров.

Запись на пленках, полученных электроннолучевым испарением. На пленках, полученных данным методом, продемонстрирована полутоновая лазерная запись с диапазоном изменения коэффициента пропускания от 1.5% (исходный коэффициент пропускания пленки с толщиной 110 нм) до 15% [122]. График на Рис. 2. 13 показывает типичную зависимость коэффициента пропускания от мощности записывающего пучка для пленок полученных электронно-лучевым распылением. Измерения производились с помощью микроскопа-спектрофотометра MPV-2 (точность фотометрии – 5%).

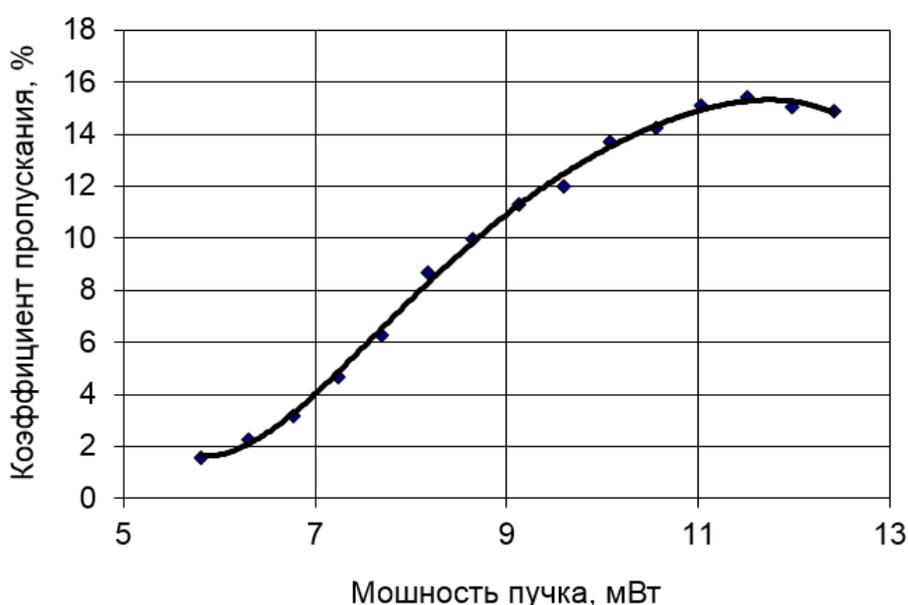


Рис. 2. 13. Изменение коэффициента пропускания пленки a-Si для в зависимости от мощности записывающего лазерного пучка. Длина волны записывающего пучка – 488 нм. $V=82$ см/с. для $\lambda=436$ нм.

С точки зрения изменения оптических свойств, данные пленки имеют несколько лучшие характеристики, чем пленки ионно-плазменного испарения. Однако эти пленки также, как и пленки, полученные магнетронным распылением, склонны к образованию крупных кристаллитов размером 0.5-1 мкм. Образование кристаллитов начинается при мощности лазерного пучка примерно на 10-15 % ниже порога, требуемого для плавления пленки. Насыщение и спад зависимости коэффициента пропускания от мощности на Рис. 2. 13 объясняется влиянием рассеяния света на кристаллитах.

В таблице 2.1 приводится сводка результатов для пленок, полученных различными методами напыления. Из этих результатов можно сделать вывод, что пленки, полученные химическим осаждением силана оптимальны для полутонковой лазерной записи.

Табл.2.1. Сравнение различных методов напыления пленок a-Si

Тип напыления	Толщина	Диапазон T, %	Особенности
Ионно-плазменное распыление	100 нм	1-10	Изменение T при длительном хранении
Магнетронное распыление	100 нм	0,6-22	Высокая дефектность (кристаллиты)
Электроннолучевое напыление	110 нм	1,5-15	Высокая дефектность (кристаллиты)
Химическое осаждение силана	100 нм	1-10	Дегидрогенизация в вакууме при ~400 °C

2.1.4. Обсуждение механизма записи на пленках a-Si

Совокупность полученных нами экспериментальных данных подтвердила вывод, сделанный в работах [112,114,116] о термоиндуцированной кристаллизации пленок a-Si, сопровождающейся уменьшением коэффициента

поглощения. Термический характер процесса подтверждается записью на двухслойной структуре Cr/a-Si, когда поглощение фотонов в пленках кремния практически исключается. Изменения мощности и скорости сканирования лазерного пучка соответствуют изменениям температуры нагрева и времени отжига, что приводит к изменению скорости и времени роста микрокристаллов в пленке.

Анализ [123] спектров КРС облученных участков пленки позволяет по ширине моды с $\omega \sim 510-520 \text{ см}^{-1}$ оценить размер микрокристаллов [124], а по ее интегральной интенсивности – концентрацию микрокристаллической фазы N в относительных единицах. На начальном этапе осветления, когда $N \leq 0,2$, ширина пика в спектре больше 10 см^{-1} , что соответствует размеру микрокристаллов меньше 10 нм . С увеличением мощности пучка ширина пика уменьшается, то есть размер микрокристаллов увеличивается [125]. Сопоставление зависимостей коэффициента поглощения α и N от мощности излучения показывает, что изменение коэффициента поглощения линейно зависит от концентрации микрокристаллической фазы (Рис. 2. 14).

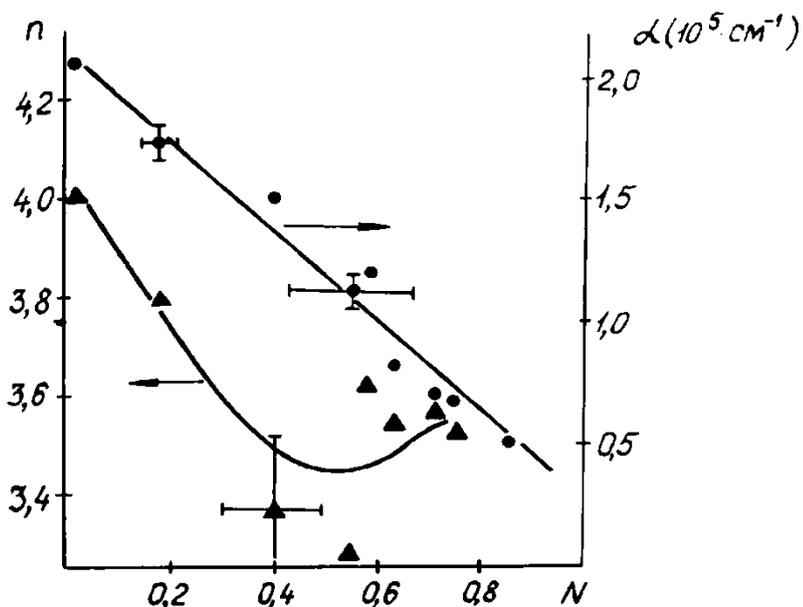


Рис. 2. 14. Зависимости коэффициентов преломления и поглощения от концентрации микрокристаллической фазы.

Следовательно, полутонная запись связана с накоплением общего объема микрокристаллов в образце и слабо зависит от их размера. Концентрация микрокристаллов зависит от времени воздействия лазерного пучка, определяющегося скоростью сканирования, и температуры нагрева, зависящей от мощности лазерного пучка. Расчет коэффициента преломления n показал, что он испытывает немонотонные изменения (Рис. 2. 14): на начальном этапе значительно уменьшается, а при N около 0,5 начинает возрастать с ростом N . Последнее, по-видимому, связано с возникновением сильных напряжений на границах растущих микрокристаллов.

Высокое пространственное разрешение (запись линий с шириной, в 2-3 раза меньшей диаметра лазерного пучка), полученное на пленках a -Si в широком диапазоне скоростей сканирования, обусловлено, несколькими причинами. Во-первых, низкая теплопроводность a -Si [126] существенно уменьшает расширение температурного распределения, индуцированного лазерным пучком в пленке. Во-вторых, скорость кристаллизации a -Si сильно зависит от температуры [127], которая имеет пространственную функцию распределения, близкую к гауссовой. Так, согласно Рис. 2. 2 для получения какого-то определенного уровня относительного изменения коэффициента пропускания уменьшение мощности записывающего пучка (и, соответственно, температуры) на примерно 25% должно быть скомпенсировано уменьшением скорости сканирования (т.е. увеличением времени отжига) в 3 раза. В-третьих, для пленок толщиной порядка 100 нм уменьшение коэффициента поглощения в процессе записи в сочетании с гауссовым распределением интенсивности в фокальном пятне способствует пространственной локализации возникающих структурных изменений вследствие уменьшения поглощаемой энергии и прекращения роста температуры. Это подтверждается значительным ухудшением пространственного разрешения при записи на двухслойной структуре Cr/ a -Si, где модуляция поглощения отсутствовала. Ухудшение разрешения наблюдается и на толстых ($d \geq 200$ нм) пленках a -Si, где, несмотря на значительное увеличение

относительного изменения коэффициента пропускания, поглощаемая энергия в процессе записи меняется слабо.

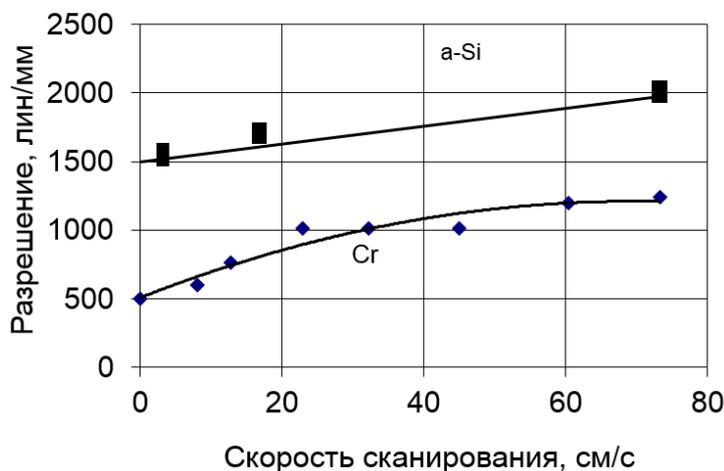


Рис. 2. 15. Пространственное разрешение как функция скорости сканирования для записи на пленках a-Si и записи на пленках хрома.

На Рис. 2. 15 показан сравнительный график пространственного разрешения для термоструктурной записи на пленках a-Si и термохимической записи по хрому. Для хрома разрешение падает до 500 мм^{-1} при низких скоростях сканирования, в то время как для пленок a-Si оно не опускается ниже 1500 мм^{-1} . В принципе пространственное разрешение может быть еще увеличено путем применения фокусирующего объектива с апертурой 0,85-1 для уменьшения диаметра записывающего пятна. Нами апробирован также способ получения высокоразрешающих периодических структур на пленках аморфного кремния с применением интерференционной литографии [128].

2.1.5. Особенности записи ПФ на пленках a-Si

Основной проблемой, возникающей при экспонировании пленок a-Si, является выбор мощности лазерного пучка в зависимости от скорости сканирования и требуемого уровня коэффициента пропускания. В отличие от технологии производства бинарных фотошаблонов на пленках хрома, характеристическая кривая мощности пучка для полутоновой записи является функцией не только радиуса, но и требуемого коэффициента пропускания. Это

значительно увеличивает объем информации о регистрирующем материале, который необходимо получить перед записью.

Кривая зависимости коэффициента пропускания от радиуса близка к линейной для аморфного кремния. Деграция пленки начинается примерно при одном и том же уровне относительного изменения коэффициента пропускания. Поэтому на начальной стадии экспериментов для определения верхней границы диапазона записи использовался метод определения критической мощности P_{max} , при которой начинается деграция пленки [129]. Для этого записывалась серия кольцевых тестовых зон с пошаговым нарастанием мощности пучка от зоны к зоне. Критическая мощность определялась по появлению дефектов на поверхности пленки при наблюдении области теста в контрольный микроскоп на КЛЗС, а нижняя граница диапазона мощности P_{min} (начало участка линейного роста коэффициента пропускания) - на основании предварительных экспериментов по экспонированию образцов пленок из одной партии с целью определения коэффициента P_{min}/P_{max} .

Затем исследовалась возможность использования фотоэлектрического контроля записи по измерению интенсивности пучка, отраженного от пленки. В экспериментах использовались пленки аморфного кремния, полученные ионно-плазменным распылением. Было проведено измерение относительного изменения коэффициента отражения R_{ir}/R_a (R_{ir} – отражение облученной поликристаллической пленки, R_a – отражение исходной аморфной пленки) на длине волны записывающего пучка 514 нм и относительного изменения коэффициента пропускания T_{ir}/T_a на длине волны 436 нм в зависимости от мощности записывающего пучка (Рис. 2. 3). Из графиков видно, что зависимость отношения R_{ir}/R_a от мощности лазерного пучка носит немонотонный характер при фотоэлектрическом контроле. Это делает невозможным правильную интерпретацию взаимосвязи T и R . Характер изменения отражения объясняется немонотонностью зависимости коэффициента преломления от мощности пучка (Рис. 2. 10), накладывающейся на рост толщины пленки (Рис. 2. 9). Тем не менее,

фотоэлектрический контроль по отражению может быть использован для определения границ диапазона мощности записывающего пучка [130]. На верхней границе происходит резкое падение отражения и возрастание шумов фотоэлектрического сигнала в силу искажения поверхности из-за плавления. На нижней же границе отражение с увеличением мощности пучка начинает довольно существенно изменяться. Таким образом, обе эти точки могут быть легко определены по фотоэлектрическому сигналу с фотодетектора отраженного пучка. На основе этой возможности была построена следующая технологическая цепочка изготовления фотошаблона:

- a) Заготовка шаблона, покрытая пленкой α -Si, устанавливается на КЛЗС, и на ней в поле будущего шаблона записываются тестовые микроструктуры с размером около 100×100 микрон, а вне поля шаблона записывается кольцевая тестовая полутоновая структура. Ширина полутонного перехода на обеих структурах должна быть порядка 100 мкм.
- b) Шпиндель КЛЗС останавливается и производится сканирование пробным пучком записанных тестовых структур. Фотоэлектрические измерения отраженного пучка должны подтвердить, что в записанной структуре присутствуют обе крайние точки полутонного диапазона.
- c) Заготовка снимается со шпинделя и производится контактное копирование в фоторезист с последующим проявлением. Полученный профиль во всех тестовых зонах измеряется и на основе профилограмм строится таблица мощности записывающего пучка в зависимости от радиуса и высоты профиля.
- d) Заготовка устанавливается на КЛЗС. Производится ее центрирование по кольцевой внешней тестовой зоне. Записываются 1-2 дополнительные тестовые зоны для проверки стабильности параметров канала записи КЛЗС по измерению положения крайних точек ПШ на графике сигнала фотоприемника отраженного света. При необходимости вычисляется коэффициент коррекции таблицы мощности записывающего пучка.

е) Производится запись полутонного фотошаблона.

Более простой с технологической точки зрения вариант тестирования полутонного материала перед записью элемента основан на измерении коэффициента пропускания пленки непосредственно после экспонирования, поскольку получение заданного распределения коэффициента пропускания является конечным результатом процесса изготовления ПШ. Результаты же использования косвенного метода контактной печати в фоторезист зависят от типа фоторезиста и процесса его обработки. Косвенный метод более трудоемок и уменьшает точность измерений, хотя он позволяет компенсировать сразу две нелинейности - полутонного регистрирующего материала и фоторезиста. Однако метод контроля по отраженному пучку легче реализовать на записывающих системах, не приспособленных специально для записи полутонных фотошаблонов.

В принципе, могут быть использованы переходные варианты контроля с временным снятием подложки с планшайбы после экспонирования небольших тестовых структур с последующим измерением распределения коэффициента пропускания на этих тестовых структурах с помощью отдельного фотометра, работающего на пропускание.

Нами испытаны все эти методы, в том числе с измерением распределения коэффициента пропускания на основе различных вариантов фотометров, встроенных в КЛЗС. При фотометрировании записывающим пучком с уменьшенной мощностью возникает проблема разницы коэффициента пропускания на длине волны актиничного излучения 436 нм, и длине волны излучения, используемого для записи (488-532 нм). То есть непосредственное измерение коэффициента пропускания на этой линии не позволяет получить сразу функцию изменения пропускания фотошаблона в необходимом спектральном диапазоне. Эта проблема может быть решена путем определения связи между пропусканием на длине волны пробного пучка и на длине волны 436 нм.

При записи на пленках аморфного кремния широких непрерывных кольцевых зон возникает также проблема избыточности мощности пучка при первом проходе в начале зоны, так как в этом случае пучок проходит по пленке с большим поглощением и требуется меньше мощности для записи. При последующих проходах часть пучка проходит по осветленной пленке, и поглощение излучения уменьшается, следовательно, мощность необходимая для записи увеличивается. При изготовлении фотошаблонов осесимметричных ДОЭ проблема может быть решена двумя путями:

- Установить на первом треке меньшую мощность, определяемую заранее при тестировании калибровочной пластины;
- Начинать запись от центра в случае увеличения коэффициента пропускания (и, соответственно, мощности пучка) в направлении к периферии ДОЭ или начинать с максимального радиуса в противоположном случае.

Пленки аморфного кремния, напыленные ионно-плазменным распылением, и изготовленные на их основе шаблоны имеют конечный срок хранения и эксплуатации. Это вызвано тем, что постепенно изменяются оптические и физические свойства пленок. Срок хранения подложек с такими пленками а-Si не превышает 6 месяцев. После этого пленки очень слабо просветляются при записи. Изготовленные фотошаблоны также постепенно теряют контраст. Однако вопросы нестабильности параметров пленок нуждаются в дальнейшем исследовании и, вероятно, эта трудность может быть преодолена, например, введением примесей при напылении. Пленки же, полученные методом PECVD, совершенно стабильны и могут быть использованы для записи после хранения в течение нескольких лет.

Полутоновые шаблоны на основе аморфного кремния имеют несомненные достоинства: низкой стоимости напыления пленок кремния; тонкий маскирующий слой и высокое пространственное разрешение позволяют изготавливать высокоапертурные ДОЭ при контактном копировании; возможность визуального и фотоэлектрического контроля процесса записи.

2.2. Исследование применения поверхностно-модифицированных LDW-стекол для лазерной записи

2.2.1. Технология изготовления LDW-стекол

LDW-стекла (Laser-Direct-Write) получают из HEBS-стекол [43,131] обработкой всей поверхности широким электронным пучком с энергией 20-30 кэВ и плотностью заряда до 400 мкК/см². При нагревании лазерным пучком или в печи (свыше 200 °С) коэффициент поглощения может быть снова уменьшен за счет того, что металлическое серебро вступает в химическую реакцию с образованием ионов серебра. Поскольку высокоэнергетичные электроны поглощаются в основном на глубинах более 0,5 мкм, то окрашенный маскирующий слой оказывается удаленным от поверхности (Рис. 2. 16). Это значительно увеличивает механическую стойкость шаблона при контактном копировании, поскольку неглубокие царапины приводят только к рассеянию света, и не травмируют маскирующий слой. Однако наличие зазора и большая толщина маскирующего слоя приводят к расширению обратного ската дифракционных зон при контактном копировании ПШ за счет дифракционному искажению распределения интенсивности внутри слоя фоторезиста.

В зависимости от времени и условий электронно-лучевой обработки толщина слоя, в котором происходят преобразования, может варьироваться от 1 до 3 мкм, а пропускание неэкспонированных лазером стекол - от 10 до 0.1 % на длине волны 436 нм. В настоящее время разработано три класса стекол [132]: LDW-IR - ориентированные на запись пучком инфракрасного лазера (1.06 микрона); LDW-HR - ориентированные на запись пучком в видимой области спектра и новейший класс GS-11 (GRAY SCALE) – стекла ахроматизированные в видимой области. Оптическое пропускание стекол GS-11 слабо зависит от длины волны. LDW-HR стекла изготавливаются типов I и II. Первый тип менее оптический плотный чем второй. Далее мы будем называть LDW-стекла типа I или LDW-стекла типа II без добавки HR.

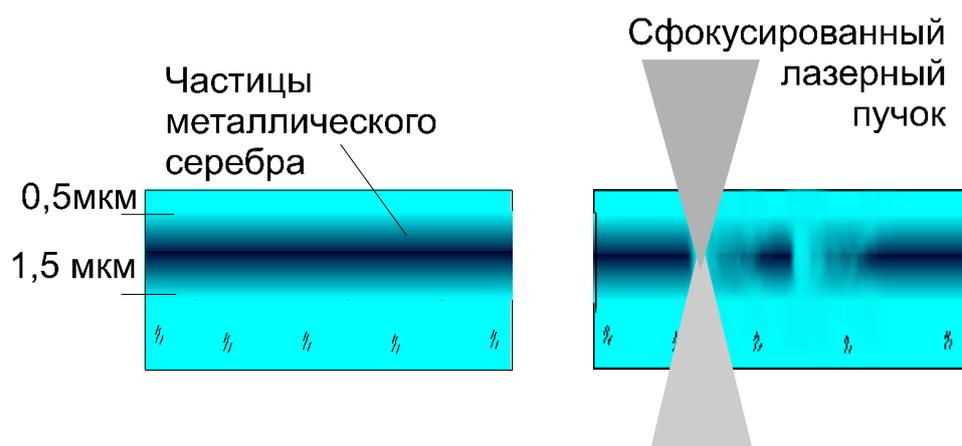


Рис. 2. 16. Схематическое изображение сечения приповерхностного слоя LDW-стекла и воздействия сфокусированного лазерного пучка на светочувствительный слой частиц металлического серебра.

2.2.2. Воздействие сканирующего лазерного пучка на LDW-стекла

Исследование воздействия сфокусированного излучения аргонового лазера на LDW-стекла проводилось на круговой лазерной записывающей системе, показанной на Рис. 1.15, специально модернизированной для записи полутонных фотошаблонов путем встраивания фотометра в планшайбу шпинделя. Запись полутонных микроструктур велась пучком диаметром $W=0,8$ мкм при скорости вращения подложки 10-12 об/с. В диапазоне радиусов записи 0.2-55 мм линейная скорость движения сфокусированного пучка изменялась от 1,5 до 400 см/с. Распределение пропускания экспонированного LDW-стекла от координаты измерялось прецизионным однокоординатным фотометром после записи при остановленном шпинделе. Так как ПФ обычно используются для экспонирования фоторезиста на длине волны 436 нм, то необходимо получить заданную функцию пропускания именно на этой длине волны. По результатам измерения на спектрофотометре экспонированных участков LDW-стекла размером 2x2 мм была получена связь оптических плотностей на длинах волн 436 и 514 нм. Графики взаимосвязи оптических плотностей для LDW-стекла типа I и II показаны на Рис. 2. 17. Изменение оптической плотности получено

изменением мощности записывающего пучка. При облучении лазерным пучком пропускание может быть увеличено до 70 - 80%.

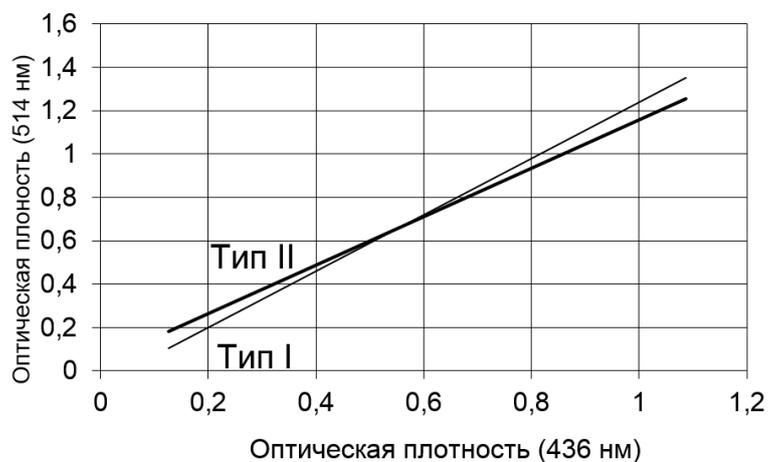


Рис. 2. 17. Связь оптической плотности на длинах волн 436 и 514 нм для LDW-стекла типов I и II.

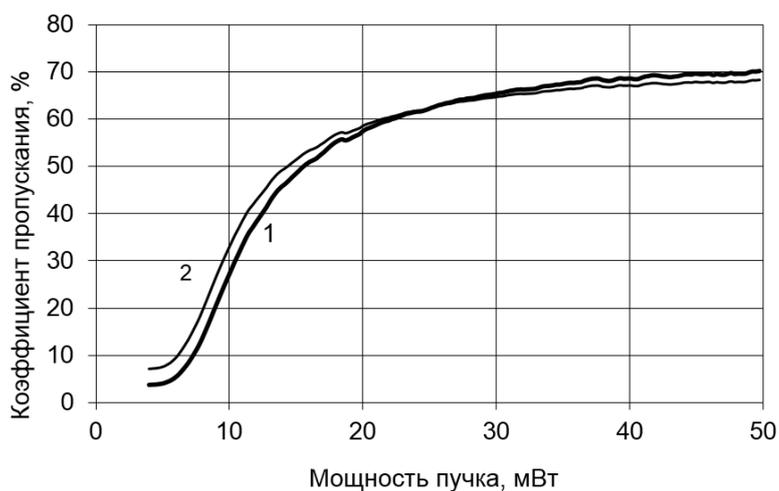


Рис. 2. 18. Пример зависимости $T(P)$ на длинах волн 514 (кривая 1) и 436 (кривая 2) нм для LDW-стекла I типа. $V=15$ см/сек. $W=0,8$ мкм.

На Рис. 2. 18 показана экспериментальная кривая изменения коэффициента пропускания (T) LDW-стекла типа I, измеренная на $\lambda=514$ нм и пересчитанная на $\lambda=436$ нм, в зависимости от мощности P записывающего лазерного пучка (длина волны 514 нм) [133]. Для получения рельефа РОЭ в пленках фоторезистов в зависимости от типа фоторезиста, его толщины и проявителя необходимо иметь контраст (отношение максимального пропускания к минимальному)

полутонного фотошаблона не менее 1:3 до 1:15 [134]. LDW-стекла позволяют легко получить необходимый контраст в этом диапазоне.

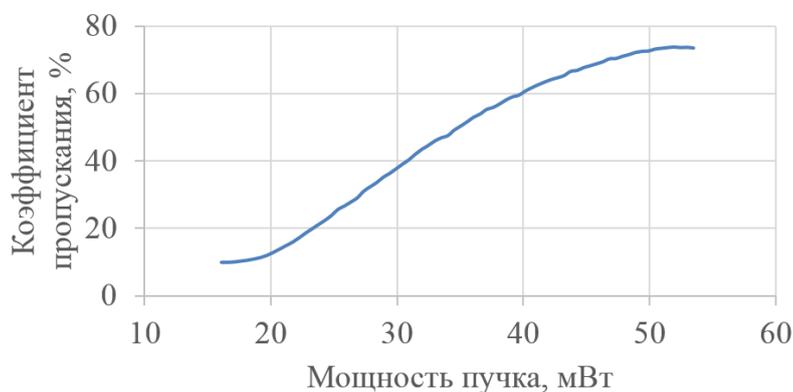


Рис. 2. 19. Зависимость $T(P)$ на длине волны 514 нм для стекла GS-11. $V=67$ см/сек. $W=0,8$ мкм.

На Рис. 2. 19 показана аналогичная зависимость, измеренная на длине волны 514 нм для более поздней версии LDW-стекла GS-11. Этот материал имеет более тонкий окрашенный слой и более высоко пространственное разрешение, но, соответственно, меньшую оптическую плотность.

2.2.3. Жидкостное травление LDW-стекла

Для более точного определения глубины залегания окрашенного слоя были проведены эксперименты по жидкостному травлению необлученных стекол. На Рис. 2. 20 показана кинетика травления LDW-стекла типа I в смеси 30 частей 69% HNO_3 , 8 частей 50% HF и 40 частей воды. Рядом с точками на графике показаны измеренные значения оптического пропускания (на длине волны 514 нм) при данной глубине травления. Глубина травления измерялась профилометром DESTAK-II. Из этого графика видно, что прозрачный верхний слой травится медленнее, чем окрашенный слой. Точка пересечения прямых, аппроксимирующих тенденцию травления каждого слоя позволяет оценить с точки зрения химических свойств толщину верхнего слоя на уровне 0,35 мкм. Этой оценке соответствует и характер изменения коэффициента пропускания от глубины травления. На глубине 1,9 мкм коэффициент пропускания достигает

величины 68%, что близко к предельному значению, полученному при лазерной записи (Рис. 2. 18). Таким образом, глубина 1,9 микрона является границей исчезновения центров окраски для LDW-стекла типа I. Из этих данных следует, что перетяжка сфокусированного записывающего пучка должна быть удалена от поверхности стекла вглубь

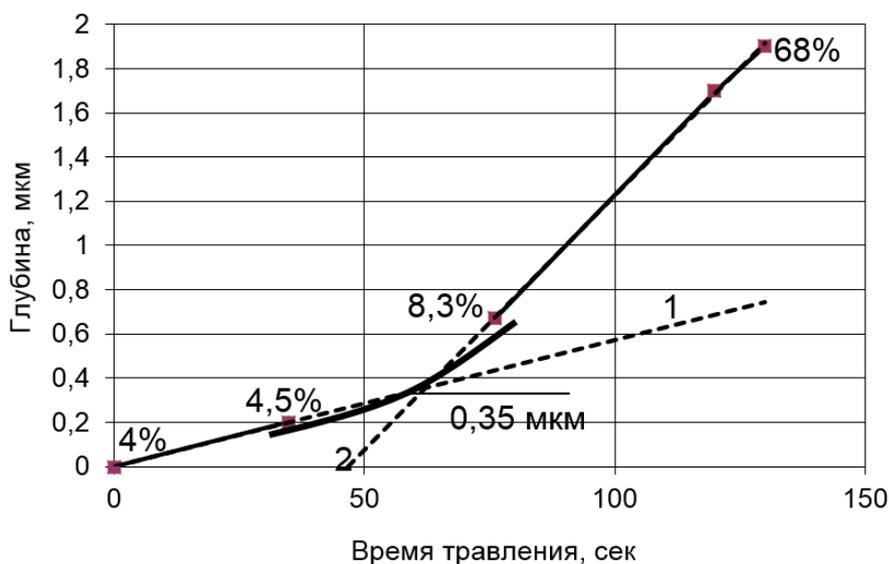


Рис. 2. 20. Кинетика травления неэкспонированного LDW-стекла типа I. Прямая 1 аппроксимирует тенденцию травления прозрачного верхнего слоя, а прямая 2 — нижнего окрашенного слоя.

Этот вывод согласуется с результатами экспериментов по записи тестовых структур при различных положениях плоскости фокусировки микрообъектива. На Рис. 2. 21 показаны зависимости коэффициента пропускания LDW-стекла типа I при записи с одинаковой мощностью пучка от положения плоскости фокусировки. Положение плоскости фокусировки на поверхности пластины соответствует нулевой величине сдвига. Отрицательные значения сдвига соответствуют перемещению вглубь пластины. Максимум пропускания достигается при сдвиге перетяжки на 0,9 мкм для LDW-стекла типа I [135].

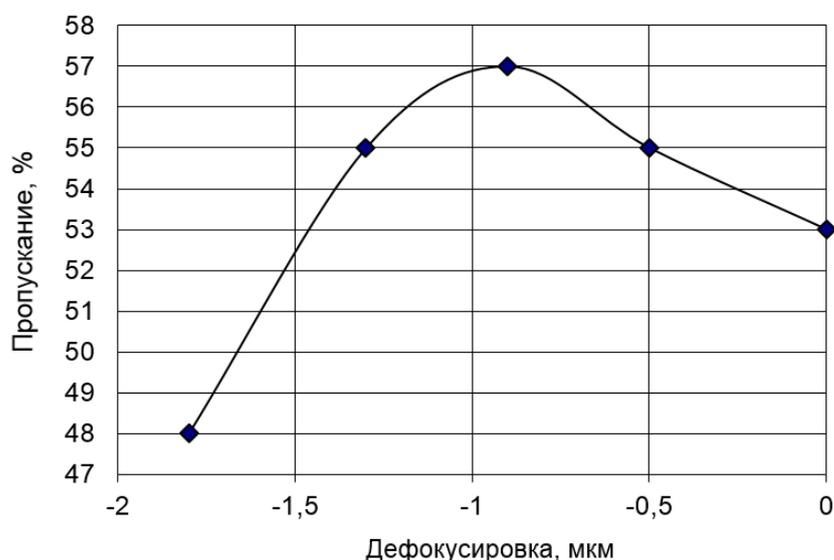


Рис. 2. 21. Зависимость коэффициента пропускания от положения плоскости фокусировки.

2.2.4. Влияние градиента мощности на характеристическую кривую для LDW-стекол

При записи на LDW-стеклах, также как на пленках аморфного кремния имеет место обратное влияние изменяемого коэффициента пропускания на количество энергии поглощаемого средой излучения. Это вызывает ряд особенностей, требующих учета при записи реальных ПШ [70,136].

Одна из особенностей связана с перекрытием зон воздействия соседних треков записывающего пучка при экспонировании протяженных структур. Окружение, сформированное до записи текущего трека, влияет на коэффициент пропускания, достигаемый на нем. При исследовании зависимости коэффициента пропускания от мощности лазерного пучка на КЛЗС записывались тестовые структуры с линейным изменением мощности вдоль радиуса и постоянной мощностью по углу вдоль кольцевого трека (или его сегмента). При этом запись велась с понижением мощности от начала к концу теста или с повышением.

График на Рис. 2. 22 показывает зависимости коэффициента пропускания от мощности лазерного пучка, полученные для обоих случаев. При записи с повышением мощности более высокое значение коэффициента пропускания

достигается для того же самого уровня мощности в связи с тем, что идет перекрытие текущей зоны облучения пучка с более темной дорожкой, записанной на предыдущем треке с меньшей мощностью, и, следовательно, поглощается большее количество энергии лазерного пучка. На первый взгляд разница между кривыми невелика, но если построить график зависимости их отношения T_{up}/T_{down} , то видно, что на начальном участке (7-40%) коэффициент пропускания для записи с повышением мощности существенно выше. Это легко объяснить тем, что на этом участке максимальна крутизна характеристической функции $T(P)$, и максимальна чувствительность к факторам, влияющим на поглощение энергии.

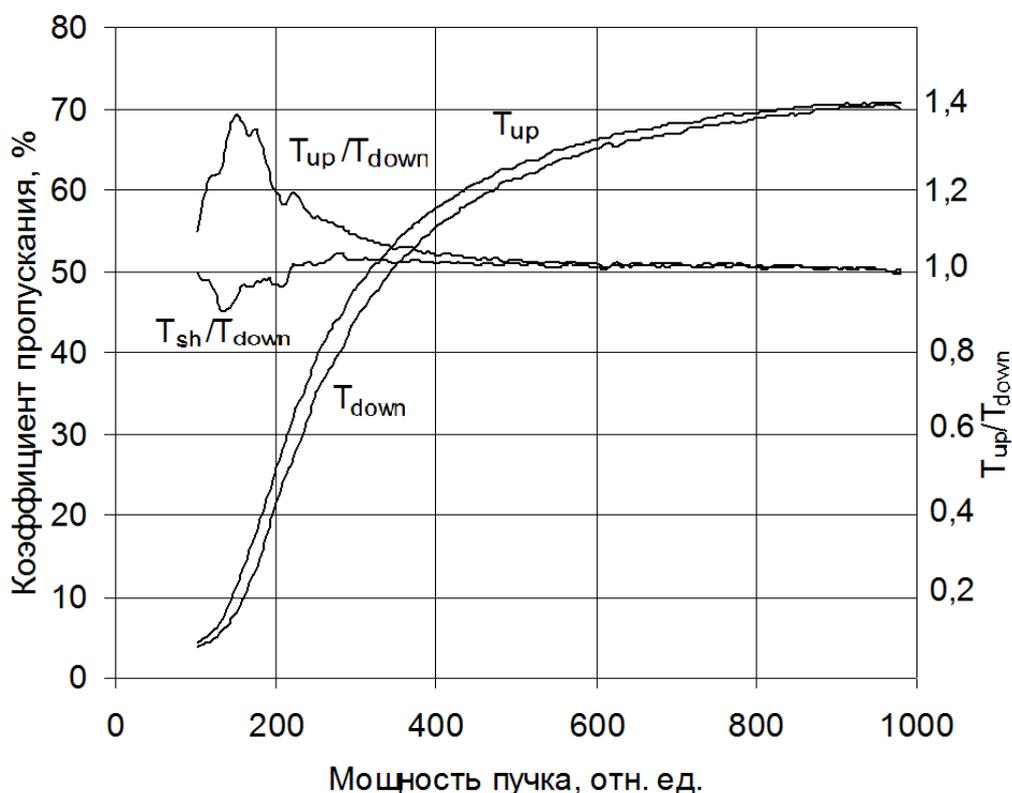


Рис. 2. 22. Влияние направления записи на зависимость коэффициента пропускания (на 514 нм) от мощности записывающего пучка. T_{down} — кривая для записи с понижением мощности, T_{up} — кривая для записи с повышением мощности, T_{up}/T_{down} — кривая изменения $T_{up}(P)$ по отношению к $T_{down}(P)$, T_{sh}/T_{down} — кривая изменения $T_{up}(P-16)$ по отношению к $T_{down}(P)$. Материал — LDW-стекло I типа.

В принципе при изготовлении фотошаблонов осесимметричных дифракционных элементов типа линз Френеля и аксиконов, где зоны наклонены в одну сторону, эта трудность может быть устранена простым изменением направления записи: от центра к периферии или наоборот. Для кольцевых ДОЭ таких как корректоры волновых aberrаций, имеющих зоны с наклонами двух типов, можно экспонировать сначала зоны одного наклона, а затем поменять направление записи и экспонировать зоны другого наклона. Однако для фотошаблонов с произвольной неосесимметричной микроструктурой, где присутствуют оба типа зон, можно применить коррекцию зависимости мощности записывающего пучка от коэффициента пропускания (или уровня фазы) путем ее сдвига на постоянную величину для зон с повышением мощности. Пример влияния такого сдвига показан на Рис. 2. 22 (кривая T_{sh}/T_{down}). Величине $T_{sh}(P)$ присваивалось значение T_{up} для мощности пучка P-16, того значения коэффициента пропускания, которое может быть получено уменьшением мощности на 16 относительных единиц в данном случае.

Однако введение такой коррекции не всегда возможно, так как оно должно сопровождаться соответствующей предварительной обработкой данных, описывающих структуру многоуровневых ДОЭ, с целью выделения зон с противоположным наклоном. Поэтому полезно оценить влияние ошибки профиля выполнения дифракционных зон, вызванной различием характеристических кривых $T(P)$ для зон с противоположным наклоном. Допустим, что характеристическая кривая в диапазоне коэффициента пропускания от минимума до 60% определена корректно для записи с повышением мощности. Используя кривые, представленные на Рис. 2. 22, пересчитанные для длины волны 436 нм, можно получить график взаимосвязи коэффициентов пропускания при записи с понижением мощности T'_{down} и с повышением мощности T'_{up} (Рис. 2. 23).

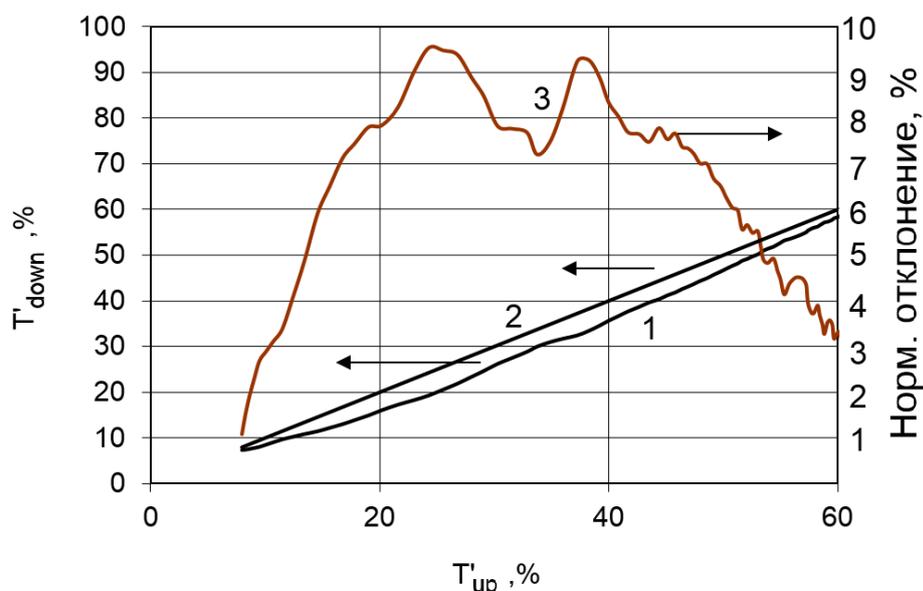


Рис. 2. 23. Взаимосвязь коэффициентов пропускания (на длине волны 436 нм) при записи с понижением мощности T'_{down} и с повышением мощности T'_{up} :
 кривая 1 – T'_{down} как функция T'_{up} , кривая 2 – идеальная зависимость $T'_{down}=T'_{up}$, кривая 3 – нормированное на 60% отклонение T'_{down} от T'_{up} при данной мощности записывающего пучка, выраженное в процентах.

Кривая 1 функции $T'_{down}(T'_{up})$ дает форму распределения коэффициента пропускания для дифракционных зон, записанных с понижением мощности. Ее отличие от идеальной зависимости $T'_{down}=T'_{up}$ (кривая 2) будет определять ошибку профиля дифракционных зон.

Форма профиля дифракционных зон при использовании линейного режима обработки фоторезиста определяется выражением $H(x)=\beta \cdot T(x)$, где константа β – параметр, зависящий от продолжительности экспонирования и проявления фоторезиста. Тогда глубина рельефа H в фоторезисте при копировании ПШ с изменением пропускания от T_{min} до T_{max} равна

$$H=b(T_{max} - T_{min}).$$

Кривая 3 показывает нормированное на 52% (диапазона модуляции коэффициента пропускания T'_{up} от 8% до 60%) отклонение T'_{down} от T'_{up} при данной мощности записывающего пучка, выраженное в процентах. Влияние

прогиба профиля с фазовой глубиной 2π на дифракционную эффективность определяется выражением:

$$\eta_{sw} = \sin c^2 \left(\frac{\Delta H}{H} \right).$$

В нашем случае $\Delta H/H$ будет равно примерно 0,08 с учетом вычета величины общего сдвига профиля 0,01. Максимально достижимая дифракционная эффективность для первого порядка дифракции при таком прогибе составляет 98%. Такая потеря дифракционной эффективности для большинства задач будет не существенной, так как уширение обратного ската гораздо сильнее снижает дифракционную эффективность.

Для исследования величины градиента мощности пучка на характеристическую кривую (в англоязычной литературе это называется эффектом «близости») LDW-стекла типа I была проведена экспериментальная запись нескольких линейных решеток с различным периодом и противоположным градиентом изменения мощности пучка. Запись была выполнена круговой системой лазерной записи CLWS-300IAE. Причем экспонирование для структур с периодами 6 и 12 мкм осуществлялось с использованием 16 уровней мощности записывающего пучка (включая минимальный уровень), а с периодом 20 микрон – с использованием 32 уровней. Скорость сканирования лазерного пучка составляла 50 см/сек. Форма сигнала модуляции представлена на Рис. 2. 24, а. Такая форма сигнала была использована для получения опорного уровня (Рис. 2. 24, б) в каждой зоне при определенной относительной высоте профиля на атомно-силовом микроскопе. Наклонный линейный сегмент изменения сигнала модуляции был выбран таким образом, чтобы уйти дальше от области насыщения комбинированной характеристической кривой акустооптического модулятора и LDW-стекла.

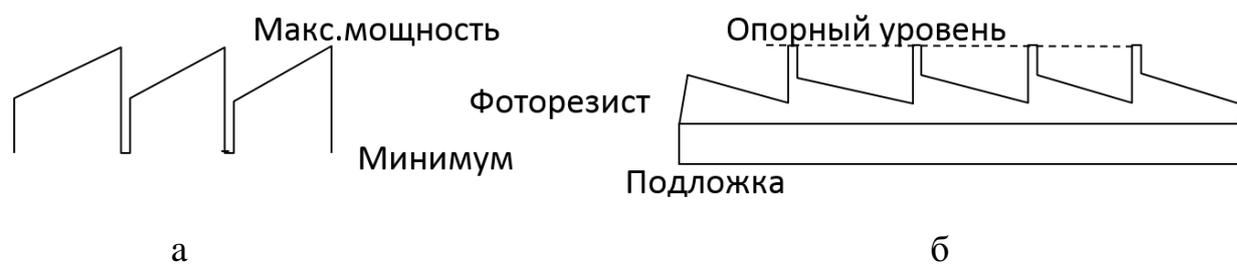


Рис. 2. 24, а - форма сигнала модуляции при записи контрольного полутонного фотошаблона и предполагаемый профиль в фоторезисте, б - после копирования его в позитивный фоторезист.

Измерение структур, изготовленных методом контактной литографии полутонных фотошаблонов в фоторезист, с помощью атомного микроскопа, позволило выявить влияние эффекта «близости». На Рис. 2.25, а показаны профили с различными периодами в фоторезисте. Профилограммы решеток с периодом 6 и 12 мкм масштабированы по оси абсцисс к периоду 20 мкм, что позволило выполнить прямое сопоставление профилей с различными периодами. Пики профилограмм соответствуют минимуму сигнала модуляции и минимуму пропускания контролируемой маски. Влияние эффекта «близости» начинает заметно проявляться при периоде решетки меньшем 12 мкм. Это влияние начинает проявляться в том случае, когда при максимальной мощности пучка температура становится максимальной и в результате этого стираются окрашенные частицы близлежащей области, экспонированные пучком минимальной мощности. При этом снижается контраст записанной маски, а также меняется форма дифракционных зон. Влияние эффекта близости менее заметно для структур с периодом 15 мкм и более. Поэтому для устранения влияния этого эффекта достаточно скорректировать характеристическую кривую для диапазона периодов от 4-5 мкм (минимальный период для LDW-стекло типа I) до 15 мкм.

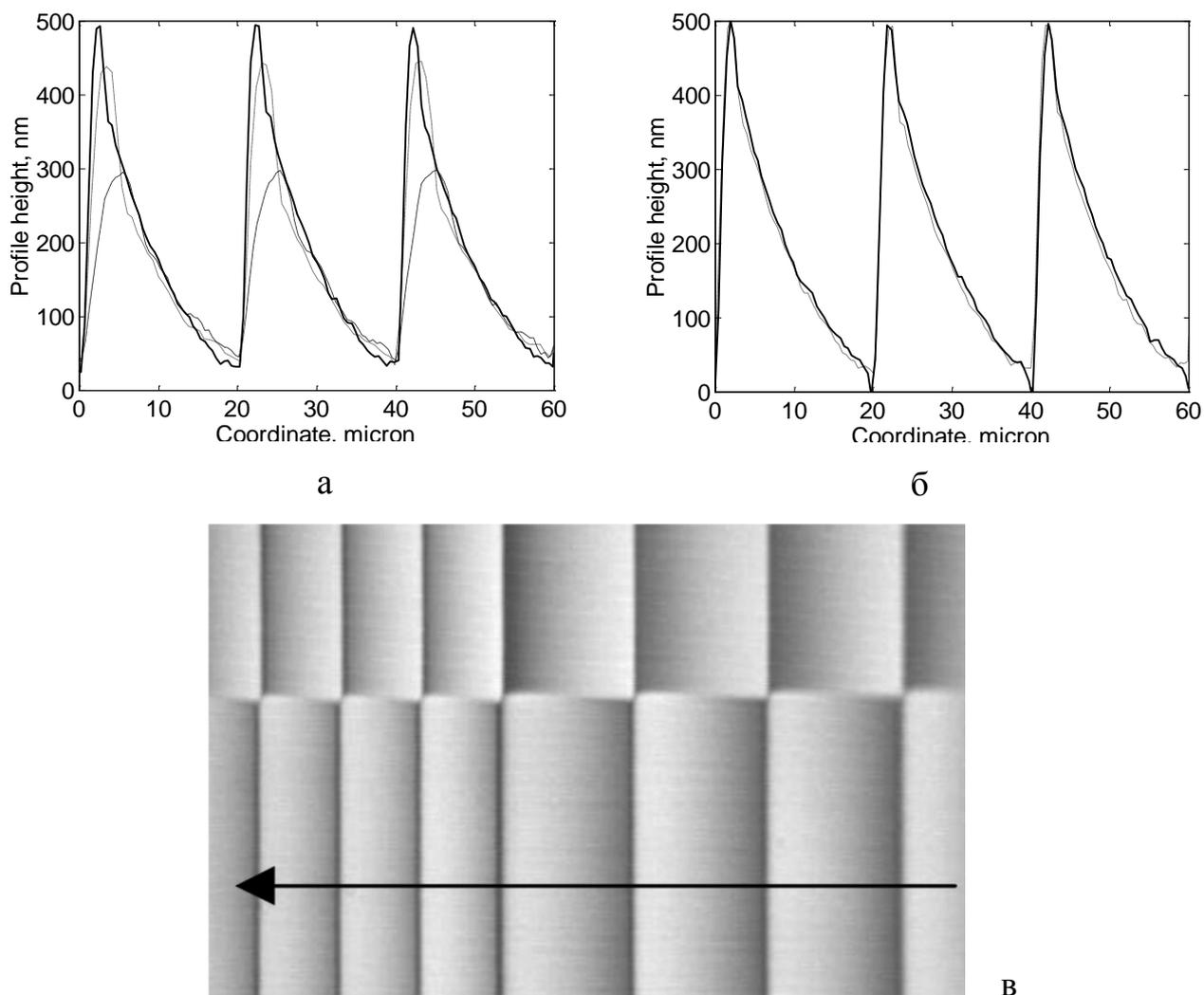


Рис. 2.25. а и б - профилограммы многоуровневых зон в фоторезисте: а - полученных с использованием ПФ с различными периодами: пунктирная кривая – 6 мкм, штрихпунктирная кривая – 12 мкм, сплошная кривая – 20 μm ; б – полученных с использованием ПФ с противоположными градиентами мощности: штриховая кривая – уменьшение мощности, сплошная кривая – повышение мощности; (в) - ПФ с периодом 12 и 20 мкм.

Запись двух решеток с одинаковым периодом, но с противоположно направленным углом блеска позволила оценить различие характеристических кривых при записи с различным градиентом мощности лазерного пучка. Рис. 2.25, б представляет форму рельефа, полученного в фоторезисте посредством контактной печати полутонных зон с положительным и отрицательным градиентами для решеток с периодом 20 микрон. Измерения производились на

атомно-силовом микроскопе (АСМ). Профилограммы для периодов 6 и 12 мкм масштабированы в горизонтальном направлении до периода 20 мкм для удобства сравнения формы профилей. Различие сформированных изображений, обусловленное знаком градиента мощности (отрицательный/положительный), незначительно в проведенном эксперименте и сравнимо с ошибками измерения профиля. Поэтому как указывалось ранее в обсуждении результата на Рис. 2. 23, этот эффект может считаться пренебрежимо малым, поскольку вклад других эффектов является более существенным.

2.2.5. Влияние скорости сканирования на полутоновую запись

Изготовление полутоновых фотошаблонов на круговых записывающих системах требует определения с большой точностью зависимости мощности записывающего пучка от радиуса записи (скорости сканирования) для каждого уровня коэффициента пропускания в большом диапазоне скоростей сканирования. Эти зависимости могут быть построены на основе записи и фотометрирования тестовых полутоновых структур.

На Рис. 2. 26 представлен пример изменения зависимости коэффициента пропускания T от мощности P записывающего пучка при различных скоростях сканирования лазерного пучка. При частоте вращения 12 с^{-1} указанные на рис.4.8 скорости соответствуют следующим радиальным координатам: 1 – 0,35 мм, 2 – 0,5 мм, 3 – 1 мм, 4 – 2 мм, 5 – 3 мм. То есть запись тестовых структур велась вблизи центра вращения пластины. Тестовые полутоновые структуры записывались кольцевым сканированием лазерного пучка с радиальным шагом 0,32 мкм при линейном увеличении мощности от внешнего радиуса тестовой структуры к внутреннему.

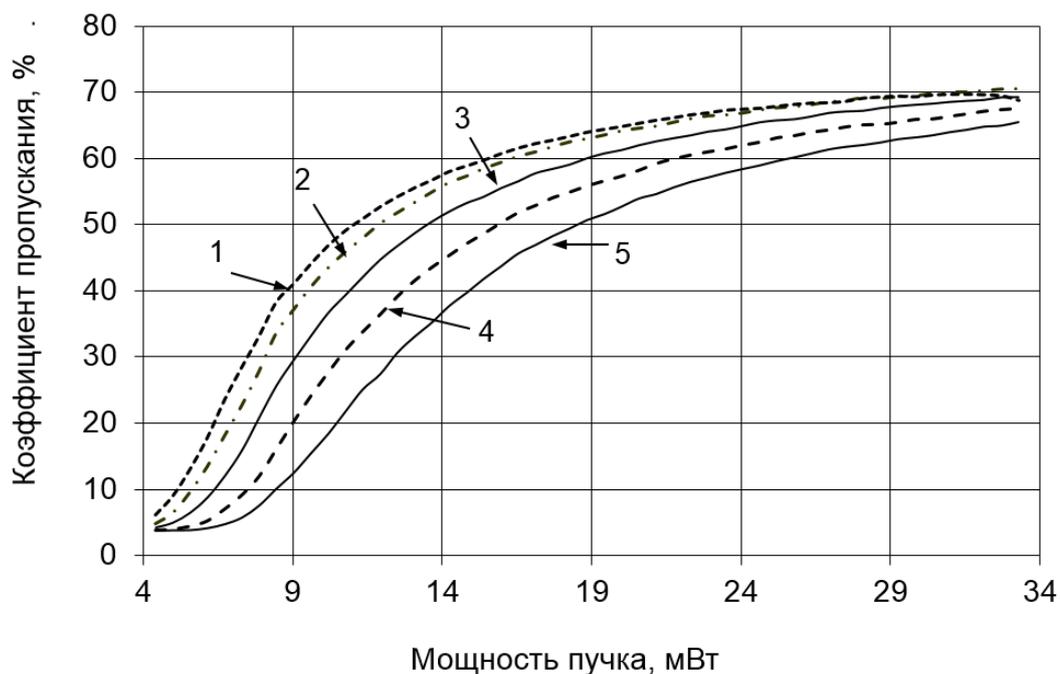


Рис. 2. 26. Зависимости $T(P)$ при использовании режима непрерывной записи вблизи центра вращения пластины. Кривая 1 – 2,6 см/с, 2 – 3,8 см/с, 3 – 7,5 см/с, 4 – 15 см/с, 5 – 22,6 см/с. $W = 0,8$ мкм.

На основе семейства подобных кривых можно построить графики зависимости мощности лазерного пучка для получения определенного значения коэффициента пропускания в заданном диапазоне радиальной координаты. На Рис. 2. 27 показано несколько графиков зависимости мощности записывающего пучка от линейной скорости сканирования V для четырех значений коэффициента пропускания – 7, 25, 42 и 60%. Крайнее значение линейной скорости на графике 410 см/с соответствует радиусу записи 55 мм при скорости вращения подложки 12 с^{-1} . Это практически предельный размер ПШ для LDW-стекла на настоящий момент. Так как максимальный размер выпускаемых пластин равен 127 мм. Из графика видно, что для получения 60% коэффициента пропускания при скорости 410 см/с необходима мощность лазерного пучка 100 мВт при диаметре пятна 0,8 мкм.

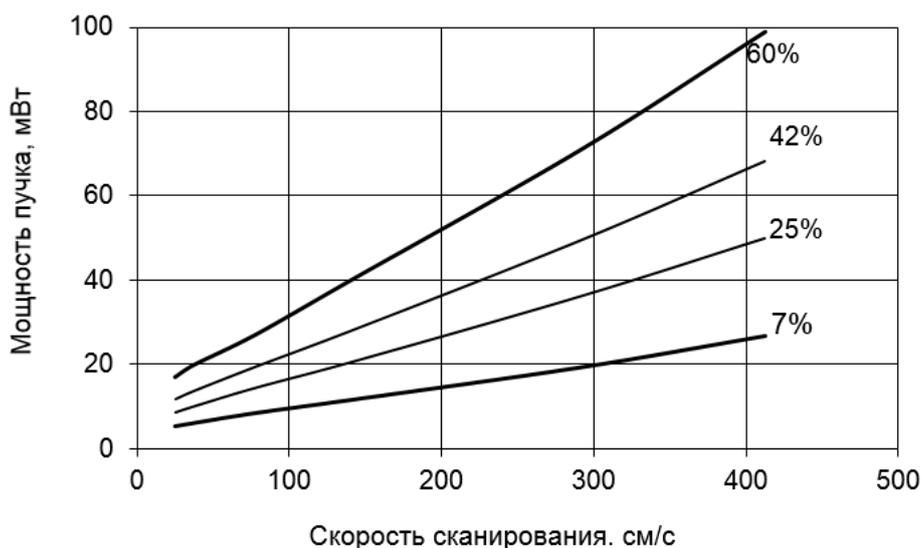


Рис. 2. 27. Графики зависимости $P(V)$ для четырех значений T – 7, 25, 42 и 60%. Материал – LDW-стекло типа I. $W=0,8$ мкм.

На рис. Рис. 2. 28 более подробно рассмотрен диапазон скоростей от 1 до 45 см/с (участок вблизи оси вращения подложки) для коэффициентов пропускания 6% и 33%. График измерен для LDW-стекла типа II. Для типа I он имеет такую же форму, но мощности несколько меньше. Из графиков видно, что при радиусе записи меньше 0,5 мм (около 4 см/с при скорости вращения 12 об/с) зависимость мощности пучка от радиуса $P(r)$ становится нелинейной. Определение точного вида зависимости $P(r)$ в этом диапазоне радиальной координаты является сложной задачей в связи с действием нескольких факторов. Во-первых, радиальный размер тестовых структур для обеспечения высокой точности измерений должен составлять не менее 50 мкм вне зависимости от метода измерения коэффициента пропускания фотошаблона или профиля микроструктуры в фоторезисте. Это связано с тем, что размер структуры должен быть велик по сравнению с радиальным шагом сканирования. Но вблизи центра эта величина сравнима с текущим значением радиальной координаты, и при обработке данных полученных с такой тестовой структуры необходимо учитывать различие в координате между различными точками теста. Вторая трудность заключается в возрастающей кривизне тестовой структуры при

движении к центру. Это является существенным при измерении распределения коэффициента пропускания сканированием тестовой структуры пробным пучком вдоль радиуса. Дело в том, что, как правило, распределение интенсивности в пятне далеко от Гауссова, из-за aberrаций фокусирующего объектива, виньетирования пучка в оптическом канале и прохождения рассеянного света в объектив. В результате вокруг сфокусированного пятна присутствует паразитная засветка, которая также попадает на фотодетектор проходящего света. Из-за того, что кривизна тестовой структуры вблизи центра становится весьма заметной на размере пятна паразитной засветки (до 100 мкм при 40X объективе), условия измерения различаются для тестовых структур, расположенных вдали от центра вращения и вблизи центра вращения.

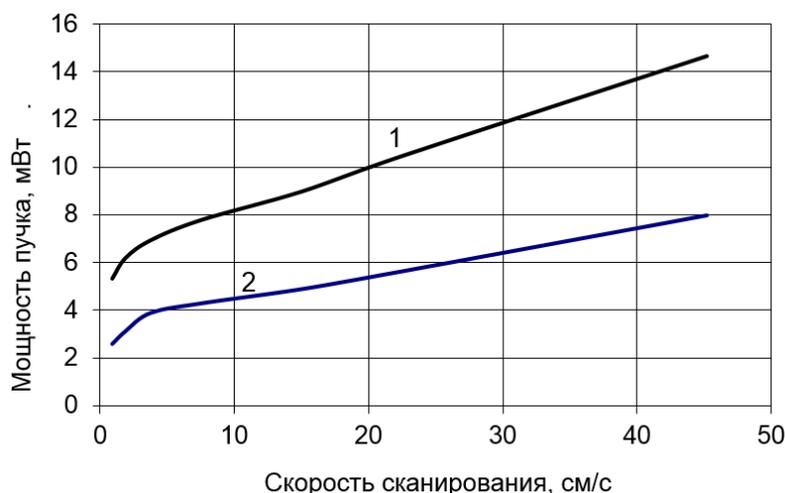


Рис. 2. 28. Пример зависимости $P(V)$ для длины волны 514 нм) при непрерывном способе записи для получения двух значений коэффициента пропускания на длине волны 514 нм: 1 – 33%, 2 – 6 %. Материал – LDW-стекло типа II. $W=0,8$ мкм.

Для решения этой проблемы нами был применен способ импульсной записи [133], заключающийся в экспонировании кольцевых дорожек серией коротких импульсов лазерного излучения с постоянной длительностью, но переменным угловым периодом, обратно пропорциональным радиусу записываемой дорожки (см. Глава 1).

Угловой период следования световых импульсов выбирался из условия постоянности величины δ перекрытия соседних экспонируемых пятен. Типичная величина перекрытия составляла – 0,5 мкм. Длительность импульсов – 0,4-1 мкс. Увеличение длительности импульсов снижает мощность записывающего пучка, но и снижает максимальное значение радиуса, до которого можно использовать режим импульсной записи, так как сдвиг пятна в течение импульса становится существенным при высоких скоростях сканирования. Если поверхность регистрирующего материала успевает остыть за время между импульсами, то мощность пучка, требуемая для записи, не будет зависеть от скорости сканирования и весь процесс записи будет производиться при одинаковых параметрах (при условии неподвижности пятна в течение действия импульса излучения). Безусловно, применение импульсной записи увеличивает неровность микрорельефа из-за появления дополнительной дискретизации по угловой координате. Однако, этот недостаток компенсируется ростом дифракционной эффективности за счет устранения ошибки в форме профиля дифракционных зон.

Анализ поведения характеристических кривых при импульсной записи на различных радиусах показал, что из-за низкой теплопроводности LDW-стекла и малого размера записывающего пятна температура среды на месте последнего импульса излучения не успевает существенно снизиться, если следующий импульс включается через время менее 10 мкс. Это соответствует 5,5 см/с при расстоянии между точками включения импульсов вдоль кольцевого трека 0,55 мкм. В результате полностью избавиться от влияния скорости сканирования в довольно большом диапазоне скоростей сканирования не удастся. Поэтому необходимо знать до какой линейной скорости можно считать зависимость коэффициента пропускания от мощности неизменной.

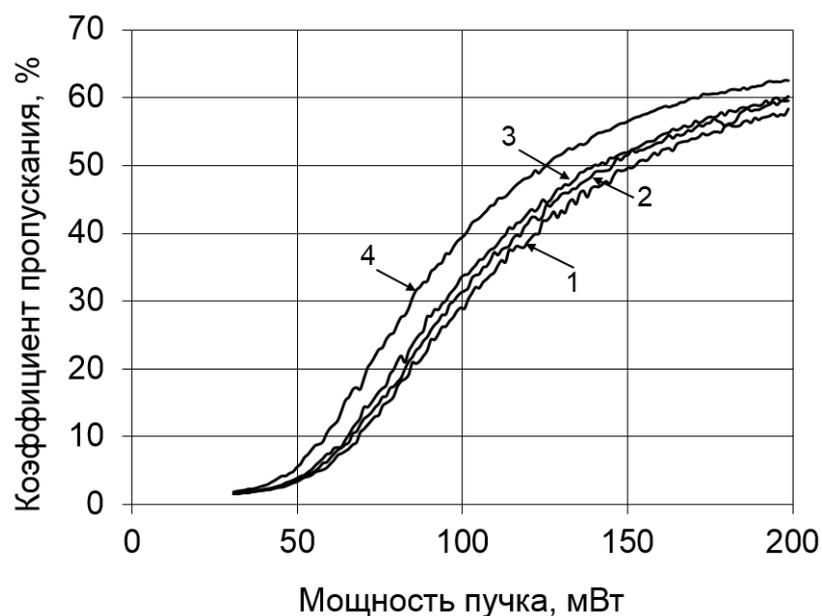


Рис. 2. 29. Зависимость $T(P)$ при использовании режима импульсной записи. Кривая 1 – 0,6 см/с, 2 – 1,5 см/с, 3 – 3,1 см/с, 4 – 8,2 см/с. Расстояние между точками включения импульсов вдоль кольцевого трека – 0,55 мкм. Длительность импульсов – 0,4 мкс. Материал – LDW-стекло типа II.

На Рис. 2. 29 показана зависимость коэффициента пропускания от мощности записывающего пучка в режиме импульсной записи при различных скоростях сканирования. Кривые для скоростей 1,5 см/с (радиальный диапазон теста 0,42-0,5 мм при скорости вращения шпинделя 5 c^{-1}) и 3,1 см/с (0,92-1 мм) практически совпадают. Некоторое отличие кривой для средней скорости 0,6 см/с (радиальный диапазон – 0,12-0,2 мм) объясняется влиянием кривизны тестовой полутоновой структуры при фотометрировании. Кривая же для скорости 8,2 см/с (2,52-2,6 мм) отличается столь существенно, что при использовании импульсной записи до этой скорости требуется записывать тестовые структуры для определения градиента мощности пучка. Из графика на Рис. 2. 29 также следует, что для импульсной записи необходима в несколько раз большая мощность пучка, чем для непрерывного режима записи. С целью снижения мощности записывающего пучка длительность импульсов была увеличена до 1 мкс.

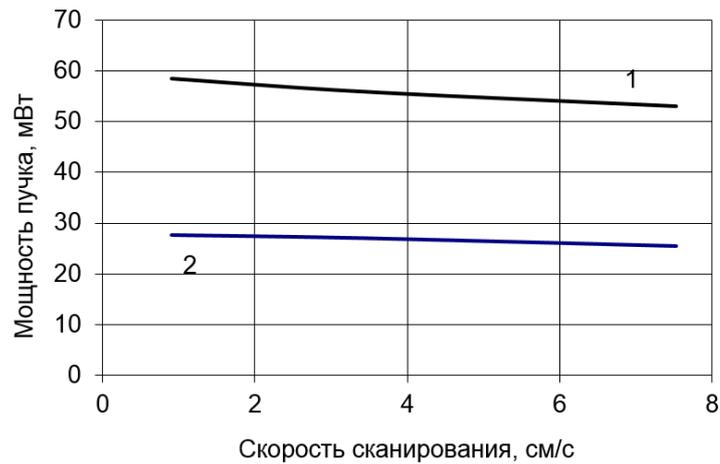


Рис. 2. 30. Зависимость $P(V)$ (длина волны 514 нм) при импульсном способе записи для получения двух значений пропускания на длине волны 514 нм: 1 – 33%, 2 – 6 %. Расстояние между точками включения импульсов вдоль кольцевого трека – 0,5 мкм. Длительность импульсов – 1 мкс. Материал – LDW-стекло типа II.

На Рис. 2. 30 показаны зависимости необходимой мощности пучка от скорости сканирования (радиуса) при импульсном способе записи (длительность импульсов - 1 мкс, линейное расстояние между точками включения соседних импульсов – 0,5 мкм) для двух значений коэффициента пропускания на длине волны 514 нм - 33% (кривая 1), и 6% (кривая 2). Сравнение рисунков 4.10 и 4.14 показывает, что зависимости мощности пучка от радиуса для импульсного и обычного (непрерывное экспонирование) способов записи имеют противоположный наклон. Это объясняется тем, что с возрастанием скорости сканирования импульсы сближаются, и поверхность стекла не успевает остыть между соседними импульсами. В результате увеличивается вклад в температуру предварительного подогрева, вызванного предшествующими импульсами, и для записи требуется меньшая мощность. Из Рис. 2. 30 также следует, что применение импульсной записи для LDW-стекла эффективно до скорости сканирования порядка 5-7 см/с. При больших значениях скорости сканирования мощность изменяется практически линейно для обычного способа записи, и он дает хорошую точность.

2.2.6. Многопроходная запись

С целью выяснения возможностей для вариации технологического процесса изготовления ПШ была исследована многопроходная запись, при которой пучок с постоянной мощностью проходит по одному месту несколько раз. Впервые, многопроходную запись на LDW-стеклах продемонстрировали в работе [78]. Однако в этой работе не было произведено сравнение характеристических кривых для одного и нескольких проходов. В нашем исследовании количество проходов изменялось от одного до трех. На Рис. 2. 31 изображены зависимости пропускания от мощности записывающего пучка для одного (T1), двух (T2) и трех проходов (T3) записывающего пучка. Кривые T3/T2 и T2/T1 показывают зависимость относительного изменения коэффициента пропускания для двухпроходной и трехпроходной записи по отношению к однопроходной записи. Очевидно, что по сравнению с изменением коэффициента пропускания, вызванным первым проходом, последующие проходы изменяют пропускание незначительно. А выше 60% пропускание практически не меняется при многократной записи. Это объясняется тем, что из-за высокого пропускания пленки, достигнутого на первом проходе, поглощается только малая часть световой энергии, которой недостаточно для достижения пороговой температуры начала химической реакции восстановления серебра.

Наличие пика на кривых T3/T2 и T2/T1 можно объяснить тем, что, по-видимому, при этой мощности температурный фронт доходит до нижнего края поглощающего слоя окрашенных частиц серебра и резерв повышения пропускания за счет глубины слоя исчерпывается. Далее возрастает роль хвостов температурного распределения, но там температура ниже и поэтому приращение пропускания постепенно снижается и практически исчезает. Кроме этого существенную роль играет то, что для измерения пропускания экспонируются достаточно обширные участки и при этом запись ведется с перекрытием соседних треков (в данном случае – 0,4 мкм). Перекрытие треков также уменьшает влияние хвостов температурного распределения.

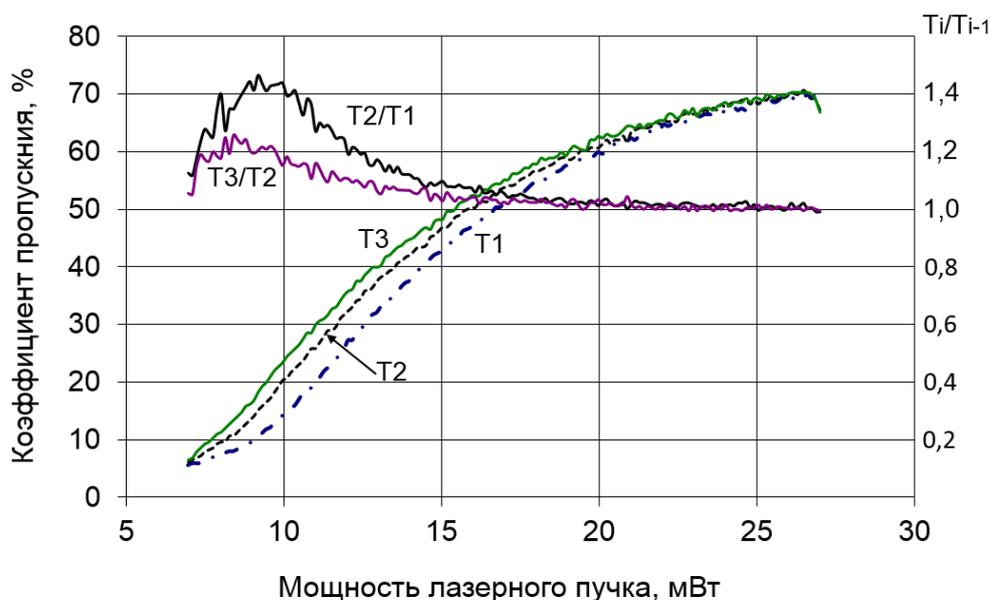


Рис. 2. 31. Характеристические кривые при многопроходной записи: T1, T2, T3 –соответственно, для одного, двух и трех проходов пучка. Кривые T3/T2 и T2/T1 - относительное изменение коэффициента пропускания. $V=17$ см/с.

Материал – LDW-стекло I типа. $\lambda_w=\lambda_m=514$ нм. $W=0,8$ мкм

В целом, анализируя кривые на рис. Рис. 2. 31 можно сказать, что LDW-стекло не является аддитивной регистрирующей средой. Следовательно, применение многопроходной записи для изготовления полутонковых фотошаблонов не имеет перспективы. Однако результаты проведенных исследований дают основу для некоторых технологических приемов. Например, при записи высокоточных ПШ на КЛЗС необходимо находить центр вращения заготовки шаблона с высокой точностью. Для этого используется фотоэлектрическое измерение радиусов кольца, записанного вблизи центра вращения. Из Рис. 2. 29 следует, что если кольцо располагать на месте участков с высоким пропусканием, то после записи кольцо практически не будет заметным.

2.2.7. Пространственное разрешение

Пространственное разрешение является одним из основных критериев оценки светочувствительной среды. LDW-стекла имеют принципиальное ограничение

пространственного разрешения. Толщина модифицированного поверхностного слоя LDW-стекла должна быть не менее 1 мкм, так как концентрация серебра слишком низкая, чтобы обеспечить высокую исходную оптическую плотность в тонком слое. Тем не менее низкая теплопроводность стекла и эффект локализации термохимических изменений в слое позволяют получить достаточно высокое пространственное разрешение. Эффект локализации связан с резким понижением поглощения энергии в центре гауссова распределения интенсивности записывающего пучка, если интенсивность в центре достаточна для сквозного осветления слоя. Эффект локализации помогает поднять разрешение при низких скоростях сканирования. Для круговых записывающих систем это очень важно, так как скорость сканирования резко снижается вблизи центра вращения. С повышением скорости сканирования эффект локализации уменьшает свое влияние, так как из-за длительного остывания стекла максимум достигаемого пропускания начинает отставать от максимума интенсивности лазерного пучка. Но в этом случае ширина записанных линий несколько уже диаметра светового пятна за счет сужения температурного распределения до размера светового пятна (из-за малого времени нагрева) и порогового характера процесса записи.

Рис. 2. 30 показывает зависимости коэффициента пропускания и ширины дорожки от мощности записывающего пучка для одного прохода и трех проходов записывающего пучка по одному и тому же месту [137]. Интересно, что область значительного расхождения кривых 1 и 2 примерно совпадает с областью исчезновения различий между кривыми пропускания для различного количества проходов записывающего пучка на Рис. 2. 31. В этой области центральная часть трека уже просветлена, и при многопроходной записи расширение дорожки происходит за счет расфокусировки записывающего пучка в достаточно толстом окрашенном слое, вызывающем расширение температурного распределения. При высокой мощности кривые практически сходятся, что объясняется тем, что первый же проход по высоко поглощающему

окрашенному слою вызывает настолько сильный нагрев пленки, что за счет расширения температурного распределения освещается дорожка с шириной большей, чем диаметр лазерного пучка. Таким образом следующие проходы лазерного пучка уже практически не вызывают никаких изменений.

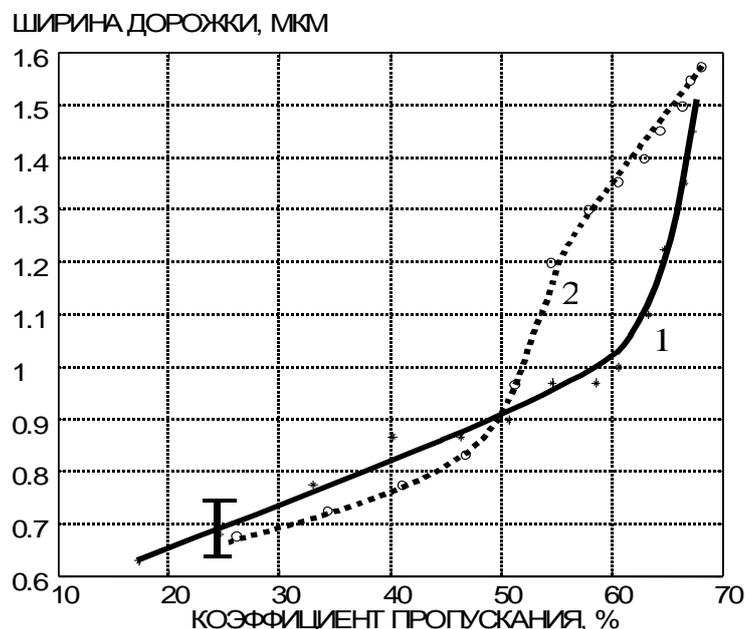


Рис. 2. 32. Зависимость ширины дорожки от коэффициента пропускания (λ_m – 436 нм) для однопроходной (кривая 1) и трехпроходной (кривая 2) записи.

$V=17$ см/с. Материал – LDW-стекло I типа.

С целью получения более высокого разрешения был исследован также новый тип LDW-стекла марки GS-11 (Canyon Materials Inc., США), имеющий более тонкий окрашенный слой, чем LDW-стекло типа I. Другим отличительным признаком этого материала является ахроматизация характеристической кривой зависимости пропускания от мощности пучка, что позволяет контролировать записанные структуры на длинах волн отличных от стандартной фотолитографической линии 436 нм. Изменение спектра пропускания этого материала под действием лазерного излучения демонстрируется на Рис. 2. 33.

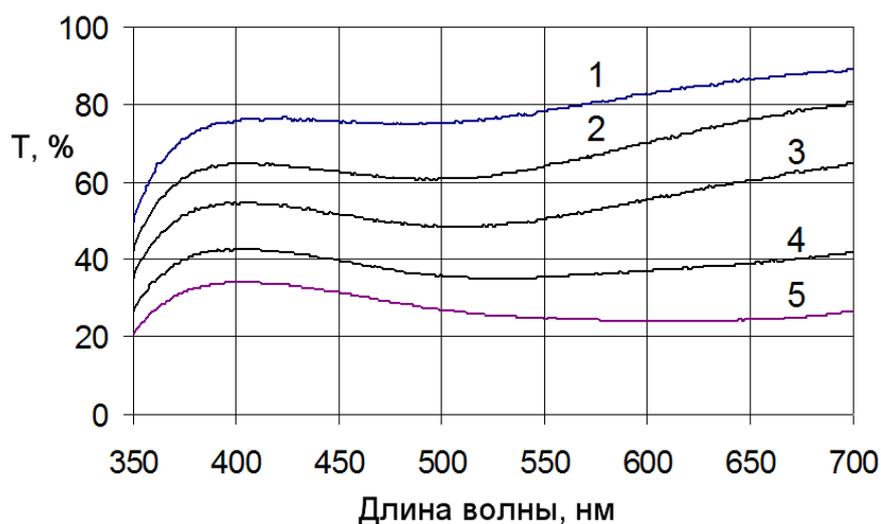


Рис. 2. 33. Спектр пропускания стекла GS-11 при различных значениях мощности записывающего пучка (1 – 54, 2 – 39, 3 – 32, 4 – 26, 5 – 22 мВт).
Скорость сканирования – 67 см/с.

Из этого графика следует, что коэффициенты пропускания на длине волны 405 и 436 нм слабо отличаются при всех уровнях мощности. Следовательно, полутоновой шаблон, записанный на стекле GS-11 может использоваться на обеих линиях и на их произвольной комбинации. Поведение на длине волны 365 нм существенно отличается. Вероятная причина этого отличия собственное поглощение подложки. Слабая зависимость коэффициента пропускания стекла GS-11 от длины волны позволяет записывать и контролировать полутоную структуру на одной длине волны, а использовать на другой.

На Рис. 2. 34 показана зависимость коэффициента пропускания стекла GS-11 на длинах волн 365, 405 и 436 нм от оптической плотности на длине волны 514 нм, снятая на участках, экспонированных с разной мощностью записывающего лазерного пучка с такой длиной волны. Пространственное разрешение стекла GS-11 исследовалось косвенным методом. Измерялась величина обратного ската пилообразного рельефа в фоторезисте, полученного контактным копированием тестовых полутонковых структур, записанных в стекле GS-11 [135]. Профилограмма на Рис. 2. 35, полученная на атомно-силовом

микроскопе, показывает форму обратного ската профиля в фоторезисте. Ширина обратного ската равна 0,78 мкм (участок между двумя вертикальными метками).

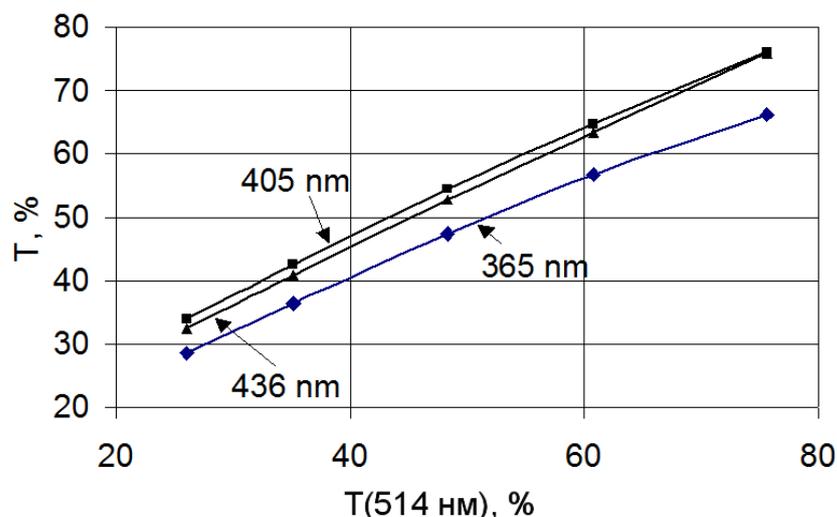


Рис. 2. 34. Соотношение коэффициентов пропускания на длине волны записывающего лазерного пучка (514 нм) и длинах волн, актиничных для фоторезиста (365, 405 и 436 нм).

Аналогичный эксперимент, проведенный для стекла LDW-I, дал обратный скат почти в 2 раза большей ширины (Рис. 2. 36). Этот результат вполне согласуется с зависимостью на Рис. 2. 32, так как обратный скат, определяется шириной трека с максимальным пропусканием.

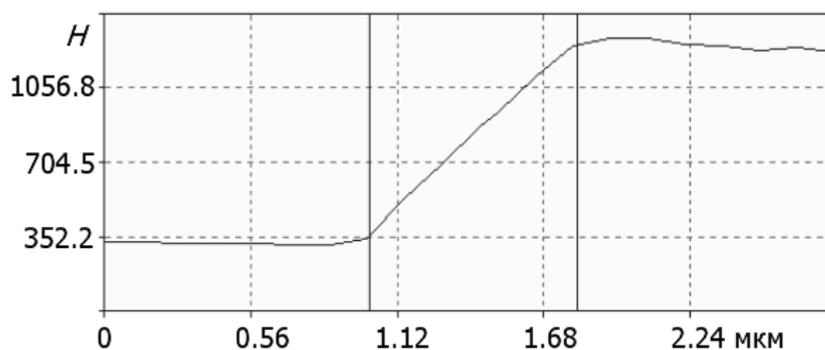


Рис. 2. 35. Профилограмма поверхности профиля в фоторезисте, сделанная на атомно-силовом микроскопе. Ширина обратного ската – 0,78 мкм. Материал полутонного фотошаблона - стекло GS-11.

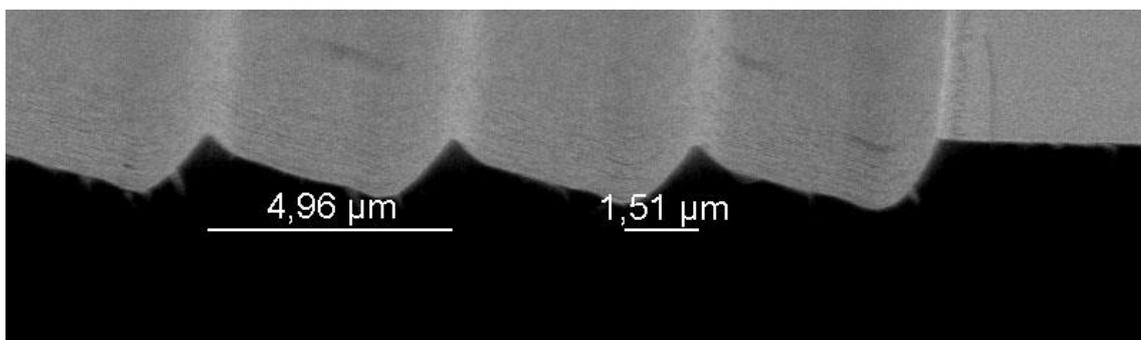


Рис. 2. 36. Фотография участка микроструктуры дифракционной линзы, полученная на электронном микроскопе.

2.3. Особенности режима записи ПФ на КЛЗС

2.3.1. Тестирование полутонного материала.

Для осуществления воспроизводимой и точной записи, независимой от изменений настройки КЛЗС или свойств материала, необходимо прокалибровать записывающую систему и провести измерение характеристической кривой полутонного материала без переноса структуры ПШ в фоторезист.

Перенос структуры в фоторезист имеет ряд существенных недостатков:

- невозможность оперативной оценки точного распределения пропускания в изготовленной маске;
- различие характеристических кривых чистого (не записанного) полутонного материала, используемого для калибровки, и заготовки, используемой для записи конечной маски, приводит к ошибкам формы полутонных зон;
- Сложность определения положения измеряемой фазовой структуры в фоторезисте относительно расчетной системы координат РОЭ после снятия с планшайбы КЛЗС;
- Долговременные вариации интенсивности лазерного пучка (из-за расстройки оптического канала КЛЗС, температурного дрейфа электронных блоков и т.п.) дают такую характеристическую кривую, которая не соответствует характеристической кривой, полученной заранее в процессе калибровки.

Поэтому для повышения точности и воспроизводимости процесса записи необходимо осуществлять калибровку влияния лазерного пучка на материал

непосредственно в записывающем устройстве путем измерения пропускания. Для выполнения такой калибровки система записи должна быть дооборудована сканирующим фотометром, работающим на пропускание, и использующим в процессе измерения в качестве пробного пучка записывающий пучок (со сниженной мощностью) или пучок дополнительного лазера. Особенно просто такая задача решается на двухлазерных КЛЗС, описанных в параграфе 1.3. Запись тестовых полутоновых структур может производиться на длине волны 514 или 532 нм, а измерение распределения коэффициента пропускания на длине волны 405 нм. Тем самым может быть получена характеристическая кривая записывающего материала (пропускание как функция интенсивности записывающего пучка) или комбинированная характеристическая кривая полутонного материала и оптического модулятора (пропускание как функция выходного сигнала драйвера модулятора). Тестирование должно выполняться для каждой заготовки полутонного материала индивидуально. Однако все тонкие нелинейные эффекты в поведении материала могут быть учтены лишь на основе предварительного детального исследования проверяемых образцов и последующей коррекции в эмпирической модели, описывающей динамическое поведение записывающего материала.

Схема, иллюстрирующая режим один из способов реализации режима фотометрирования полутонного фотошаблона непосредственно на КЛЗС, представлена на Рис. 2. 37. Характеристические кривые, показанные ранее, получены на таком фотометре. В процессе измерения фотодетектор, встроенный на механической направляющей в планшайбу шпинделя, перемещается вместе с фокусирующим объективом записи за счет использования жесткой механической связи с узлом линейной координаты. Измерения выполняются при остановленном шпинделе, чтобы обеспечить механическую связь фотодетектора и объектива. Этот вариант фотометра может измерять распределение пропускания вдоль радиальной координаты в диапазоне 0-70 мм в одном фиксированном угловом положении шпинделя там, где встроена направляющая

с фотодетектором. Пересчет данных измерения для длины волны, используемой при экспозиции фоторезиста, осуществляется с использованием функции, связывающей пропускание на длине волны тестирования с пропусканием на длине волны экспонирования фоторезиста при контактной или проекционной литографии.

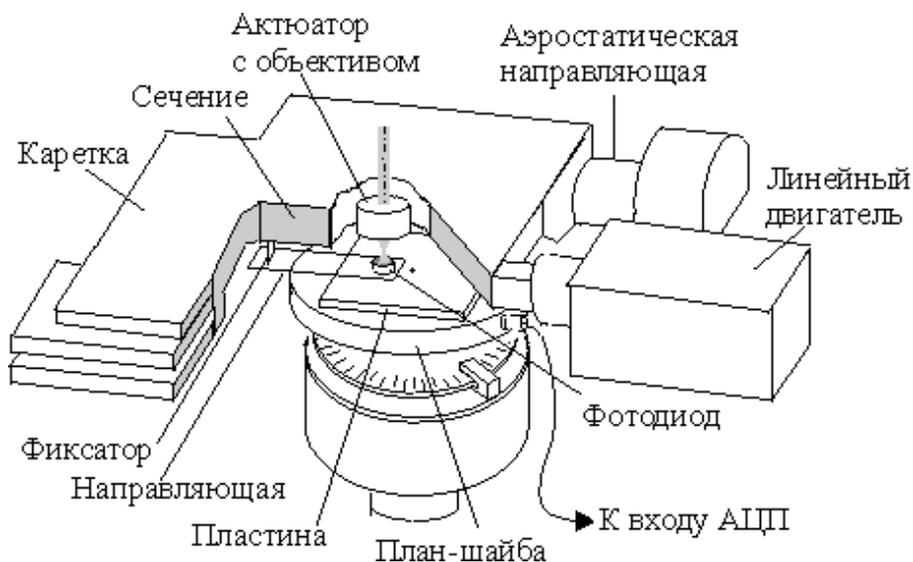


Рис. 2. 37. Метод измерения зависимости распределения коэффициента пропускания от радиальной координаты.

2.3.2. Устранение эффекта оконтуривания

Эффект оконтуривания возникает при лазерной записи на полутоновых материалах, когда лазерный пучок экспонирует границы полутоновых зон. Для получения заданного пропускания на границе зон необходим иной уровень мощности записывающего пучка, нежели для областей с постоянным или медленно меняющимся пропусканием. Эффект оконтуривания проявляется особенно сильно на границах тех зон, где пропускание меняется от минимального до максимального вдоль одного направления сканирования. Мощность пучка в этом случае очень велика и возникает сильное оконтуривание.

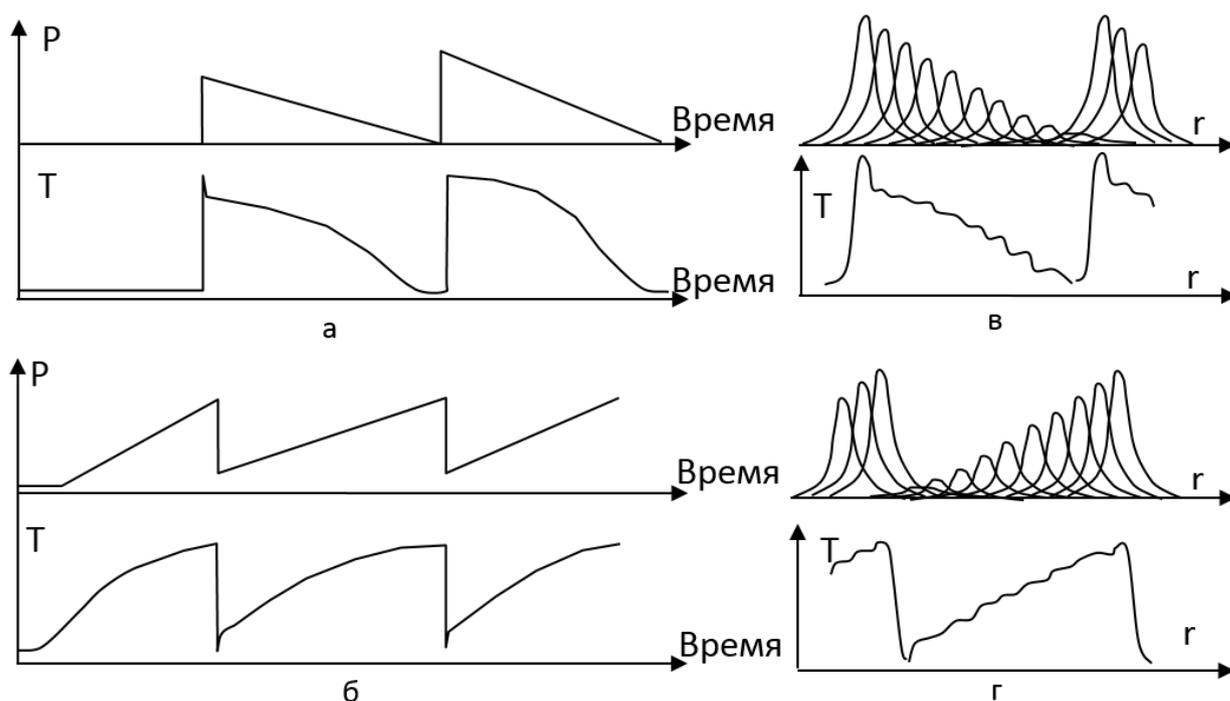


Рис. 2. 38. Влияние фронта (а) и спада (б) светового импульса на распределение коэффициента пропускания. (в) и (г) – радиальное сечение треков записывающего пучка и распределения коэффициента пропускания при различных направлениях градиента $P(r)$ в кольцевой дифракционной зоне.

Оконтуривание может быть, как в виде более прозрачной проплавленной линии (Рис. 2. 38, а и в), так и в виде более темной линии (б и г). Последняя ситуация возникает из-за того, что минимальный уровень в полутоновом диапазоне выбирается как правило выше исходного пропускания материала. Это связано с тем, что на переходном участке начала преобразований в материале наблюдается сильная нелинейность (см. Рис. 2. 3 для a-Si и Рис. 2. 29 для LDW-стекла) и точно измерить ее затруднительно при слабом уровне сигнала. Оконтуривание в виде темной линии устраняется очевидным путем - увеличением динамического диапазона фотометра и выбором минимального коэффициента пропускания в дифракционных зонах фотошаблона, равного или максимально близкого к исходному коэффициенту пропускания материала. Аналогичный подход может быть применен и в случае более прозрачного контура. То есть максимальное значение коэффициента пропускания в

дифракционных зонах фотошаблона может быть максимально приближено к предельно достижимому значению для данного типа материала. Однако в этом случае обратный скат будет очень широким в силу снижения пространственного разрешения (Рис. 2. 32) и точность выполнения формы зон ухудшится за счет необходимости компенсации сильной нелинейности характеристической кривой регистрирующего материала в широком диапазоне мощности пучка.

В круговых сканирующих лазерных записывающих системах для устранения более прозрачного контура можно уменьшать мощность лазерного пучка на первом проходе в дифракционной зоне при записи осесимметричных элементов, если зона начинает записываться с края максимального пропускания. Это требует специального тестирования для определения насколько надо уменьшить мощность записывающего пучка при различных скоростях сканирования и заданном уровне максимального коэффициента пропускания. После определения мощности пучка как функции заданного коэффициента пропускания достаточно записать на каждом тестируемом радиусе угловой или радиальный специализированный тест. В этом тесте (Рис. 2. 39) мощность для первого трека изменяется от значения, требуемого для максимального заданного коэффициента пропускания (например, 30% от P_{max}).

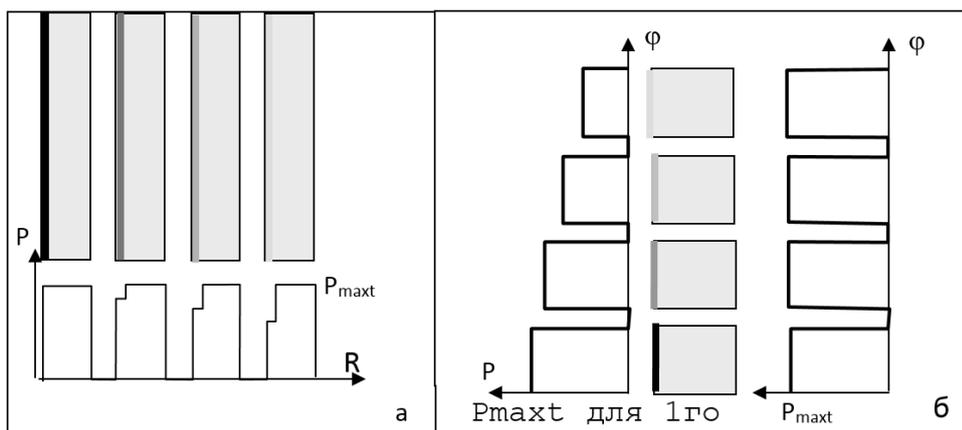


Рис. 2. 39. Варианты теста для определения уровня мощности для первого трека в дифракционной зоне: а – радиальный тест, б – угловой тест.

Упрощенная процедура получения необходимой информации с этого теста состоит в определении участка теста (и соответствующей ему мощности пучка), на котором первый трек в тесте прекращает плавиться из-за переизбытка поглощаемой энергии. Это легко определить в микроскоп визуального контроля КЛЗС (Рис. 2. 40), так как в этом случае поверхность материала локально искривляется за счет плавления. Особенно отчетливо расплавленные треки видны на интерферограммах (Рис. 2. 40, в).

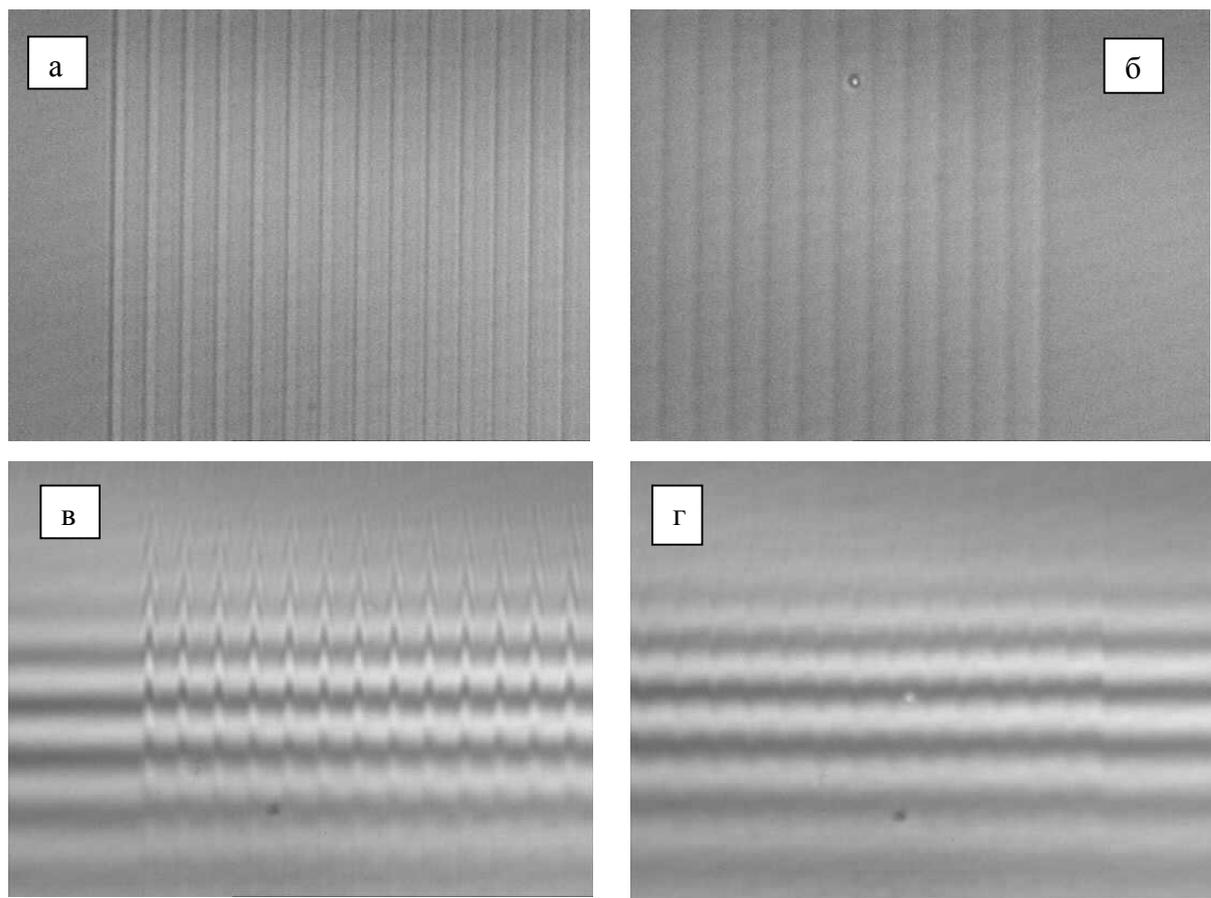


Рис. 2. 40. Микрофотографии в отраженном свете зон ПШ, записанных на GS11, начиная с максимальной мощности (а) и с минимальной мощности (б). Ширина зон – 6,5 микрон. (в) и (г) – интерферограммы участков поверхности, представленных на рис. (а) и (б), соответственно.

Данный метод позволяет достаточно хорошо приблизиться к требуемому значению коэффициента пропускания. Остаточная разница объясняется тем, что для уменьшения ширины записываемого трека, как правило, для LDW-стекла

выбирается диапазон коэффициента пропускания с максимальным значением на уровне 50-60%, в то время как при мощности пучка несколько ниже уровня, требуемого для плавления, коэффициент пропускания может достигать 70% и выше.

Локальная фотометрия не может дать необходимой информации в этом случае из-за ограниченности ее пространственного разрешения. Поэтому точная информация может быть получена только путем пробной контактной печати тестовой структуры в фоторезист и определения момента исчезновения пика пилообразного рельефа на краю тестовой структуры. Безусловно, этот метод не может быть использован для каждой записи полутонного фотошаблона, но он может быть использован для определения коэффициента понижения мощности P_{max} на первом треке по отношению к мощности пучка для последующих треков. Однако на практике гораздо проще менять направление записи осесимметричных фотошаблонов в зависимости от наклона дифракционных зон. Шаблоны, в которых присутствуют оба типа наклона, могут быть разделены на две части, которые записываются последовательно с изменением направления записи. Для произвольных элементов с угловой модуляцией этот подход не применим, так как часто очень трудно проанализировать произвольную структуру с точки зрения изменения наклона зон в полярных координатах. Кроме этого в КЛЗС не предусмотрена возможность изменение направления вращения шпинделя. Поэтому необходимо изменять форму фронта переключения мощности пучка от минимального уровня до максимального.

Существует несколько вариантов изменения формы фронта (Рис. 2. 41). Все они основаны на плавном увеличении температуры за счет изменения фронта при резко изменении мощности записывающего пучка. Во всех случаях длительность переходного процесса будет зависеть от скорости сканирования записывающего пучка. Эту зависимость можно оценить, как время прохождения пучком расстояния равного половине ширины записываемой дорожки (порядка 1 мкм):

$$\tau_f = d / 4\pi r v,$$

где v - скорость вращения шпинделя (порядка 10 с^{-1}), а r – радиус записи. В диапазоне радиальной координаты от 1 до 50 мм длительность переходного процесса должна, следовательно, изменяться от 4 мкс до 80 нс.

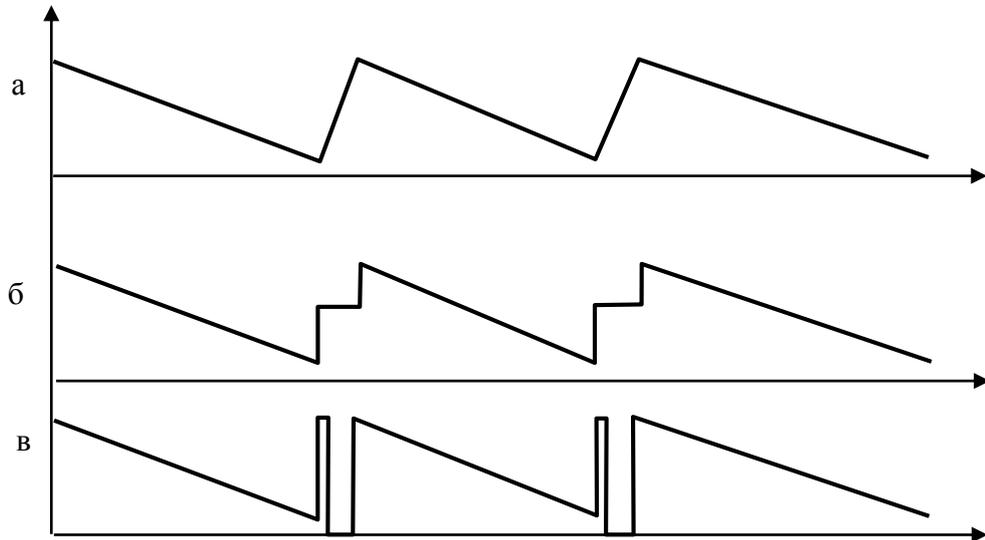


Рис. 2. 41. Различные варианты формы фронта треугольных световых импульсов при записи дифракционных зон произвольной микроструктуры.

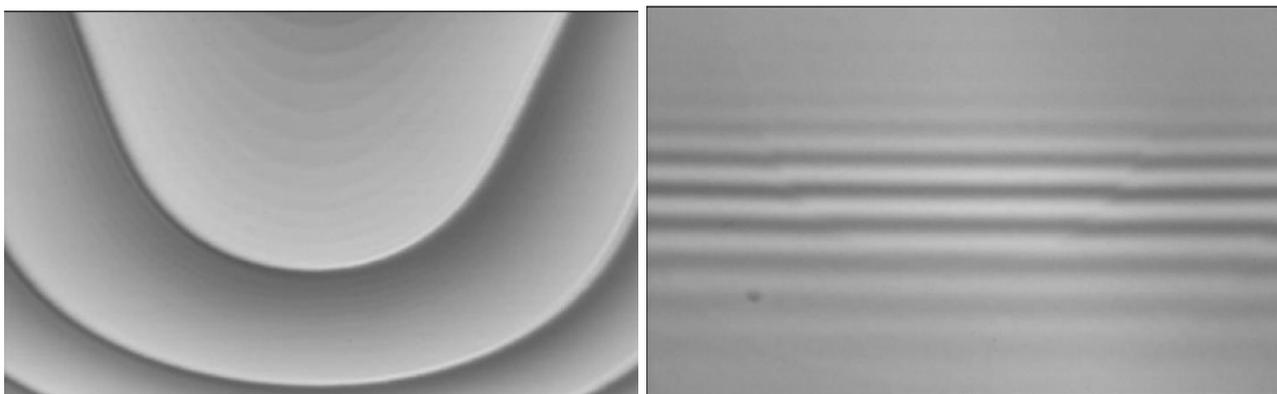
Вариант (а) легко реализуется для х-у систем в виде аппаратной фильтрации частоты модулирующего сигнала для сглаживания переходного процесса на фронтах световых импульсов. Для круговых систем длительность переходного процесса зависит от радиальной координаты записываемого пятна и потому необходимо управляемое изменение фронта. Такое управляемое изменение фронта реализовано на основе предложенного векторно-градиентного формата данных [138]. Сглаживание скачка мощности на границе зон может быть осуществлено установкой ограниченного максимального градиента G вектора. Длина этого вектора может быть выбрана равной полуширине записываемой дорожки. Этот вектор должен обеспечивать переход от минимального уровня фазы (пропускания) к максимальному уровню. Градиент рассчитывается в соответствии со следующим выражением:

$$Grad = round\left(4\pi r \cdot \frac{\Delta S}{N_{SY} \cdot d}\right),$$

где r – радиальная координата записи, N_{SY} – количество синхроимпульсов на один оборот заготовки, ΔS – число уровней полутонной зоны.

Вариант на Рис. 2. 41, б идентичен методу исключения «оконтуривания», обусловленного влиянием окружения. Данный метод легко реализуется программным путем, а аппаратная его реализация достаточно сложна. Сложность аппаратной реализации заключается в необходимости управления промежуточным уровнем мощности и длительностью удержания этого уровня. Оба параметра зависят от скорости сканирования, радиальной координаты и от выбранного диапазона пропускания для ПШ. Наиболее прост с точки зрения аппаратной реализации метод, представленный на Рис. 2. 41, в - кратковременное включение полной мощности, затем полное выключение и окончательное включение мощности. Этот метод позволяет получить относительную независимость от максимального уровня мощности в полутонной зоне.

Безусловно, необходимость подбора параметров переходного процесса значительно увеличивает время предварительного тестирования материала. Кроме этого реализация этого метода усложняет управляющее программное обеспечение и цифро-аналоговый драйвер оптического модулятора, так как требуется программно или аппаратно определять место скачка мощности записываемого пучка от минимума до максимума и задавать параметры переходного процесса. Эксперименты подтвердили применимость метода с переходным импульсом для устранения оконтуривания дифракционных зон. На Рис. 2. 42 сверху представлена микрофотография на пропускание полутонного фотошаблона, записанного с модифицированным фронтом светового импульса. Нижняя фотография — это микроинтерферограмма того же участка в белом свете. Левая и правая часть маски записывались с противоположными градиентами мощности пучка.



а

б

Рис. 2. 42. а – микрофотография на пропускание ПШ, записанного с модифицированным фронтом светового импульса; б – микроинтерферограмма того же участка в белом свете.

Другой путь решения проблемы оконтуривания заключается в уменьшении влияния изменения пропускания, индуцированного записывающим пучком, на поглощение его энергии. Например, при записи электронным пучком на HEBS стеклах изменение оптического поглощения пленок не сказывается на взаимодействии электронного пучка со стеклом. Для LDW-стекол возможны два пути:

- Уменьшение контраста фотошаблона до уровня не более 3-5;
- Использование для записи ПШ лазерного излучения с длиной волны, на которой поглощение пленок и его изменение невысокие.

Последнее предпочтительнее, так как поглощение световой энергии будет происходить более равномерно по глубине светочувствительного слоя. Это позволяет получать при необходимости большее изменение коэффициента пропускания при лазерной записи. Тем самым уменьшается лимитирующее влияние теплопроводности на прогрев окрашенного слоя по глубине при больших линейных скоростях сканирования. Но поскольку поглощение поверхностного окрашенного слоя в этой области спектра значительно ниже, то для достижения необходимой температуры в слое нужна большая мощность лазерного пучка.

Из спектров пропускания необлученных стекол LDW-I, LDW-II и GS-11, показанных на Рис. 2. 43, следует, что оптимальной с точки зрения минимума изменения поглощения при записи является известная лазерная длина волны 1.06 мкм. Получение высокой мощности на первой гармонике твердотельных лазеров с диодной накачкой при высоком качестве выходного пучка не является проблемой на этой длины волны. Однако очевидно, что пространственное разрешение полутонной записи упадет как минимум в 2 раза. Хотя из Рис. 2. 32 следует, что и при длине волны записывающего пучка 514 нм пространственное разрешение при сильном просветлении существенно хуже обеспечиваемого фокусирующей оптикой (диаметр пучка около 0.7 мкм на уровне 0.5 интенсивности).

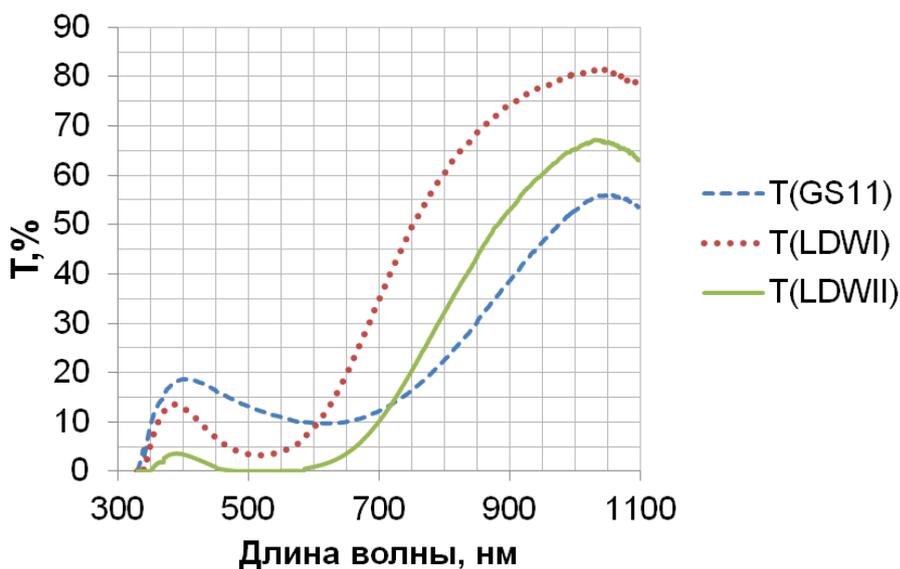


Рис. 2. 43. Спектры пропускания необлученных стекол LDW-I, LDW-II и GS-11.

При использовании высокоапертурного объектива на длине волны 1.06 мкм вполне можно получить разрешение близкое к достигнутому для стекла LDW-I. Тем не менее, оптимальной с точки зрения пространственного разрешения и минимизации эффекта оконтуривания следует признать использование лазера на длине волны 405 нм со стеклом GS-11. Из Рис. 2. 43 и **Рис. 2. 33** следует, что контраст изменения коэффициента пропускания на этой длине лишь немного превышает 4. Это положительный факт с точки зрения минимизации эффекта оконтуривания, но может оказаться недостаточным для

изготовления ПШ, используемого для печати многоуровневых рельефно-фазовых структур на толстых фоторезистах. Контраст может быть улучшен на 20% при использовании светодиодных источников экспонирующего излучения с диапазоном 450-470 нм для переноса структуры ПШ в фоторезист. Так для длины волны 450 нм контраст увеличивается до полутонного фотошаблона из стекла GS-11 увеличивается до 4.7. Еще выше контраст на длине волны 350-360 нм – порядка 5.3-5.5.

С учетом того что мощность современных одномодовых диодных лазеров достигла 300 мВт на длине волны 405 нм, создание на их основе лазерной записывающей системы, специализированной как для LDW-стекло (то есть с встроенной функцией характеристической кривой изменения коэффициента пропускания), так и для фоторезиста, выглядит вполне оправданным и перспективным для реализации широкого круга задач синтеза РОЭ.

Более привлекательным с точки зрения устранения оконтуривания при сохранении достаточно высокого пространственного разрешения выглядит применение пленок аморфного кремния. Согласно Рис. 2. 1 a-Si имеет поглощение достаточное для записи на длинах волн 560—660 нм. Промышленность выпускает DPSS лазеры с длиной волны 660 нм, мощностью до 1.5 Вт и практически идеальным качеством пучка (например. OPUS 660 фирмы Laser Quantum). Мощность DPSS на длине волны 561 нм достигает 300 мВт. Этого вполне достаточно с учетом относительно высокого поглощения на этой зеленой линии, коэффициент пропускания для которой под действием лазерного нагрева возрастает только в 4 раза для пленки толщиной 200 нм. А если уменьшить толщину пленки до 100-150 нм то перепад поглощенной энергии еще существенно снизится.

2.3.3. Изготовление фотошаблонов РОЭ с произвольной микроструктурой

Полутонная фотолитографическая технология изготовления РОЭ с произвольной микроструктурой не отличается от технологии изготовления ДОЭ

с кольцевой формой зон. Однако запись ПФ для них намного сложнее, чем запись осесимметричных фотошаблонов. На начальной стадии исследований эксперименты по записи полутонных фотошаблонов с произвольной микроструктурой проводились на КЛЗС с применением двухбитной трехканальной системы модуляции, обеспечивающей 4 уровня интенсивности, включая нулевой. Принцип записи с такой системой иллюстрируется на Рис. 1. 14. За два цикла экспонирования записывались фотошаблоны с семью уровнями пропускания (6 записанных уровней и один уровень, соответствующий оставшимся неэкспонированным участкам). Перед записью фотошаблона с угловой модуляцией пропускания, записывался кольцевой тест с линейным изменением мощности пучка вдоль радиуса. После записи зона теста сканировалась фотометром, и измерялась зависимость коэффициента пропускания от радиуса. Эта зависимость пересчитывалась в зависимость коэффициента пропускания от мощности записывающего пучка. На основе данных для нескольких кольцевых тестов, расположенных на различных радиусах, определялась зависимость мощности пучка от радиуса для каждого из шести записываемых уровней коэффициента пропускания. Затем записывалась тестовая структура с угловой модуляцией для проверки линейности распределения коэффициента пропускания. Тестовая структура с угловой модуляцией представляла собой линейную решетку с периодом 73 мкм, наклоненную под углом 45 к радиусу. После записи структуры сканировались вдоль радиуса пробным пучком для измерения распределения коэффициента пропускания. На Рис. 2. 44 показано измеренное распределение коэффициента пропускания. Измерения показали, что в стыках между участками, записанными на первом и втором этапах, образуются темные полосы, видные на графиках в виде впадин между четвертым и пятым уровнями (если уровень исходного пропускания считать первым). Образование этой полосы было связано с тем, что стекло разогревается после включения пучка не мгновенно, а за время порядка 5-10 мкс. Поэтому при разрыве во времени между уровнями возникает

размыкание. Очевидно, что этот дефект может быть устранен путем частичного перекрытия соседних уровней. Однако при таком методе значительно усложняется расчет ДОЭ, в особенности в тех случаях, когда требуется получить минимальный размер зон порядка 5-10 мкм. Поэтому был применен метод полного наложения четвертого уровня на область пятого. Но поскольку пятый уровень в этом случае пишется на участке с пропуском выше исходного, требуется записывать специальный тест для переопределения мощности записывающего пучка для пятого уровня. На Рис. 2. 45 показана фотография участка тестовой линейной полутоновой структуры, записанной с перекрытием четвертого и пятого уровней. Переход между четвертым и пятым уровнями такой же, как и между другими уровнями.

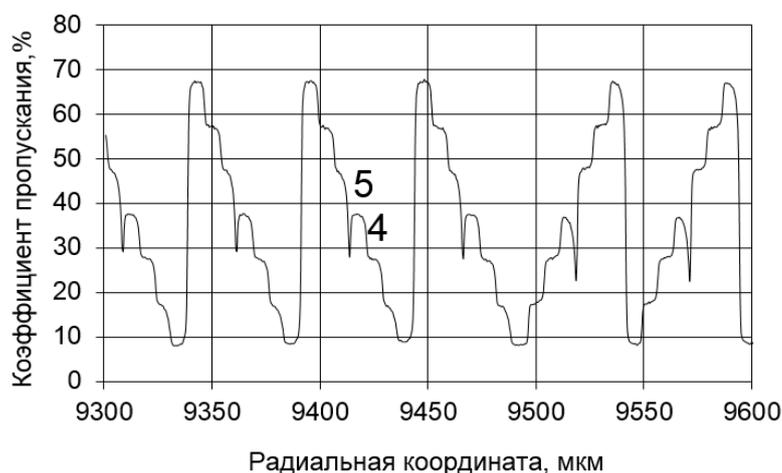


Рис. 2. 44. Распределение коэффициента пропускания на тестовой полутоновой структуре.

С применением данного метода был записан полутоновой фотошаблон, фрагменты которого показаны на Рис. 2. 46. Минимальный период зон в этом фотошаблоне составлял 5 мкм.

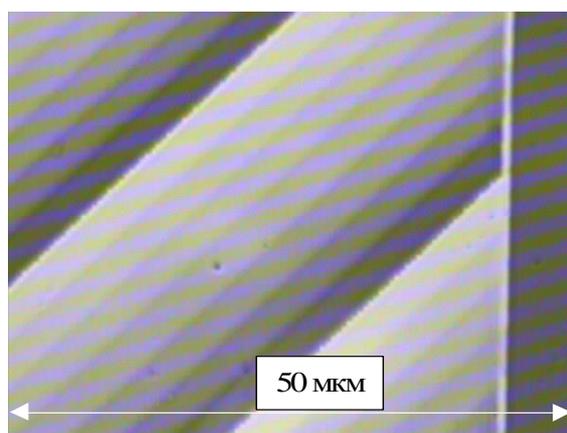


Рис. 2. 45. Фотография участка тестовой линейной полутоновой структуры, записанной с перекрытием четвертого и пятого уровней.

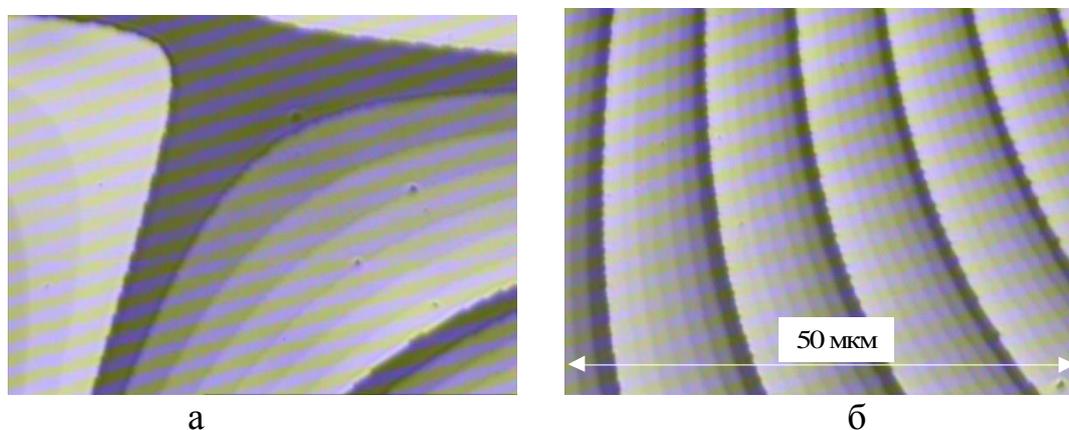


Рис. 2. 46. ПФ с семью уровнями пропускания для изготовления РОЭ с произвольной микроструктурой: а – центральная часть, б – периферия.

На Рис. 2. 47 показано распределение коэффициента пропускания центральной части шаблона, изображенного на Рис. 2. 46, а. Функция пропускания в дифракционных зонах близка к линейной форме. Однако при переносе структуры данного фотошаблона в фоторезист с помощью контактной печати было обнаружено, что зоны с шириной порядка 10 мкм и уже имеют сдвиг профиля между первым уровнем (не экспонированные участки структуры) и последующими уровнями.

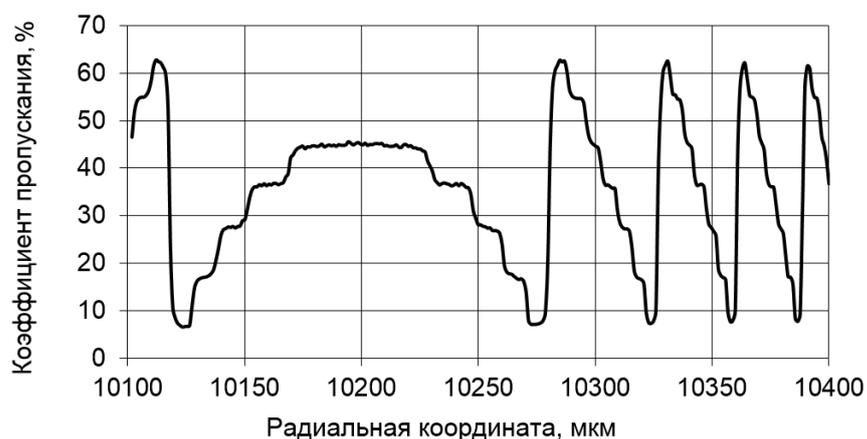


Рис. 2. 47. Распределение коэффициента пропускания вблизи центра шаблона, изображенного на Рис. 2. 46, а.

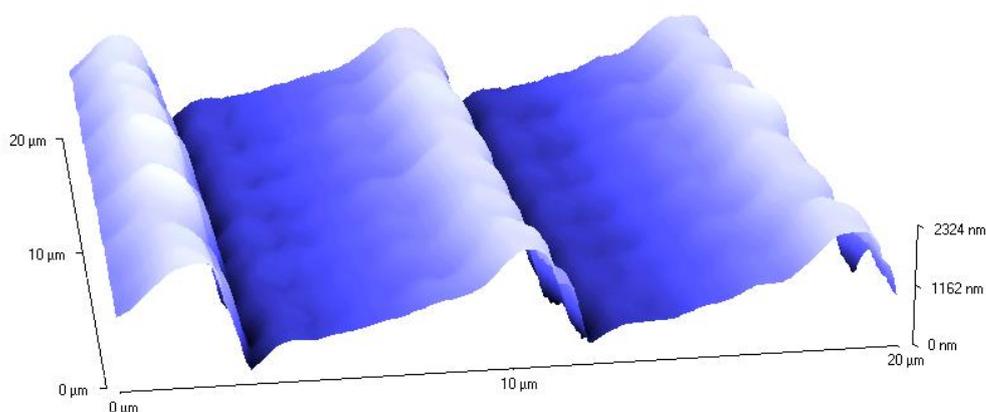


Рис. 2. 48. Профиль в фоторезисте, измеренный с помощью атомно-силового микроскопа. Ширина дифракционных зон – 8,3 мкм. Глубина – 2324 нм.

Направление лазерного пучка при записи - слева на право.

На Рис. 2. 48 показан профиль в фоторезисте, измеренный с помощью атомно-силового микроскопа. Выпуклости рельефа в правой части зон соответствуют первому уровню в фотошаблоне. Возникновение сдвига уровней на мелких периодах было связано с особенностью работы системы модуляции мощности с тремя каналами обратной связи, выражающейся в том, что короткие импульсы выходного лазерного излучения имеют более высокую амплитуду, чем длинные импульсы из-за изменения сопротивления аналоговых ключей схем выборки и хранения при высокой частоте срабатывания. Кроме этого на Рис. 2. 48 заметно действие эффекта оконтуривания дифракционных зон (острый пик внизу справа

от обратного ската). В целом оба эти эффекта существенно снижают рабочую область дифракционных зон.

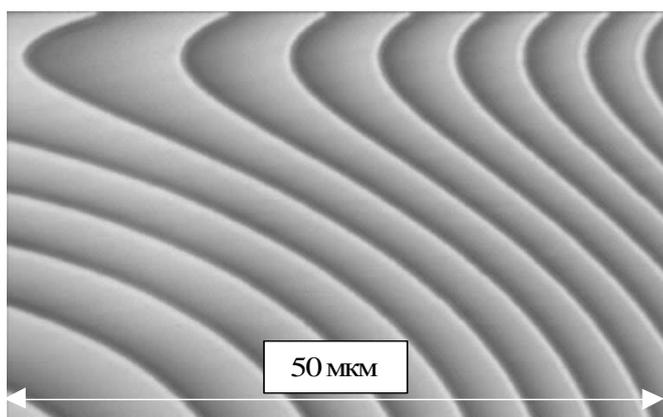


Рис. 2. 49. Фрагмент фотошаблона ДОЭ с произвольной микроструктурой, имеющего 16 уровней пропускания.

Эти недостатки были устранены с созданием двухмодуляторной системы модуляции мощности (Рис. 1.15) с инкрементным цифро-аналоговым приводом АОМ (Рис. 1. 19). На Рис. 2. 49 показан фрагмент фотошаблона ДОЭ с произвольной микроструктурой, записанной с применением этой системы модуляции. Шаблон имеет 16 уровней пропускания. Минимальная ширина дифракционных зон на шаблоне составила 5 мкм. Как видно из рисунка, гладкость распределения коэффициента пропускания значительно улучшилась. Удалось также добиться устранения оконтуривания дифракционных зон. Это было достигнуто за счет того, что инкрементальный цифро-аналоговый привод формировал короткий световой импульс при экспонировании полутонных зон с уменьшением мощности вдоль траектории пучка (Рис. 2. 42).

2.2. Выводы к главе 2

- Исследовано воздействие сфокусированного лазерного излучения на оптические свойства пленок а-Si в диапазоне скоростей сканирования пучка от 10^{-1} мм/с до $2 \cdot 10^3$ мм/с. Показана возможность прямой лазерной записи ПФ с пространственным разрешением до 2000 мм^{-1} и диапазоном изменения коэффициента пропускания на длине волны 436 нм от 0,5-2% до 10-20%.

- Проведены количественные исследования поведения LDW-стекол при различных режимах лазерной записи: измерены зависимость коэффициента пропускания от мощности пучка при различных скоростях сканирования, исследовано пространственное разрешение и его связь с изменением коэффициента пропускания. Показано, что оптимальный диапазон изменения коэффициента пропускания на длине волны 436 нм лежит в диапазоне от 5-10% до 60%.
- Обнаружен эффект оконтуривания дифракционных зон на ПФ, возникающий из-за падения поглощения излучения лазерного пучка при записи с частичным перекрытием соседних областей экспонирования на материалах с лазерно-индуцированным уменьшением коэффициентом поглощения. Показано, что обратное воздействие изменяемого поглощения проявляется также в виде различия в характеристических кривых материала от градиента мощности сканируемого лазерного пучка. Предложены методы уменьшения оконтуривания при записи ПФ. Экспериментально доказана возможность устранения оконтуривания дифракционных зон на ПФ с помощью формирования короткого светового импульса перед экспонированием зон с понижением мощности вдоль траектории движения пучка.
- Применение режима импульсной записи (при скорости сканирования ниже 10 см/с) позволяет снизить погрешности изготовления ПФ на КЛЗС вблизи центра вращения заготовки.

3. МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ДИФРАКЦИОННОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ ДОЭ С КУСОЧНО-НЕПРЕРЫВНЫМ МИКРОРЕЛЬЕФОМ

3.1. Технология прямой лазерной записи на фоторезисте и ее моделирование

Прямая лазерная запись (ПЛЗ) по фоторезисту хорошо зарекомендовала себя при изготовлении дифракционных оптических элементов с непрерывным профилем [31,37,49,139]. Этот метод формирования рельефа основан на создании необходимого распределения экспозиции в фоторезисте путем сканирования сфокусированного пучка по поверхности пленки фоторезиста, нанесенной на подложку, и последующего проявления фоторезиста в жидком щелочном проявителе. В качестве фоторезистов обычно используют позитивные низкоконтрастные фоторезисты для ближнего УФ диапазона, например, из серии S1800 (Shipley), AZ1500, AZ6600, AZ9000 (Clariant), а также российский фоторезист ФП-383 (ФРАСТ-М). Нанесение фоторезиста производится на центрифуге, если подложка достаточно легкая. Для покрытия толстых и тяжелых подложек используется аэрозольное распыление через форсунку, окунание, менисковое нанесение, накатка валиком, наливка широкой струей (curtain), экструзия [140]. Сушка фоторезиста, нанесенного на тонкие подложки, осуществляется на нагревательной плите, а на толстых подложках в печи при температуре порядка 90-96 градусов. Экспонирование фоторезиста может производиться на актиничной длине волны в диапазоне 300-470 нм. В традиционной фотолитографии используются источники света на основе ртутных ламп высокого давления с основными линиями 365, 405 и 436 нм. Типичная чувствительность фоторезистов лежит в диапазоне 50-100 мДж/см². Низкоконтрастные проявители изготавливаются из промышленных концентрированных растворов на основе щелочей КОН или NaOH. Отличные результаты дает приготовленный самостоятельно раствор КОН с концентрацией 0.7-0.8%. Экспозиция фоторезиста подбирается так, чтобы время проявления

было в диапазоне 30-60 секунд. При большем времени может произойти отслоение фоторезиста от подложки, а при меньшем ухудшается воспроизводимость процесса. Температура проявителя оказывает большое влияние и необходимо, чтобы ее нестабильность была в пределах 1 градуса. Сушка проявленного фоторезиста производится на центрифуге и струей сжатого воздуха. Рельеф, сформированный на поверхности пленки фоторезиста, может переноситься в материал подложки с помощью реактивного ионного травления на установках диодного типа или с источником индуктивно-связанной плазмы. Установки диодного типа менее производительны, но дают высокую равномерность скорости травления на подложках размером до сотен миллиметров.

В сравнении с полутонным фотолитографическим процессом [135] ПЛЗ на фоторезисте лучше всего подходит для мелкосерийного производства и создания прототипов по причине низких затрат на изготовление и отсутствия дополнительных искажений профиля, возникающих при переносе изображения методом контактного копирования или проекционной фотолитографии. Последняя причина очень важна для высокоэффективных и высокоточных ДОЭ.

Одним из преимуществ ПЛЗ по фоторезисту является практически линейная зависимость глубины профиля от дозы экспозиции (после некоторого значения). На Рис. 3.1 приведена интерферограмма в белом свете микрорельефа, записанного в фоторезисте Shipley S1818 с линейным нарастанием дозы экспозиции. Участок DF является практически линейным. Выход на этот участок без потери динамического диапазона управления мощностью лазерного излучения возможен за счет равномерной предэкспозиции светом ртутной лампы. Это приводит после проявления к некоторой потере толщины фоторезиста (разность глубин между CD и AB) на 0.15-0.3 мкм. Использование предэкспозиции необходимо не только с точки зрения линеаризации характеристической кривой для лазерной записи, но и с точки зрения уменьшения влияния ошибок позиционирования и флуктуаций мощности

лазерного пучка на неровность микрорельефа в фоторезисте (она приводит к заметной волнистости интерференционных полос на участке DF). Общая плотность энергии, поглощенной фоторезистом во время предэкспозиции E_{pre} и прямой лазерной записи E_{las} при наличии шумов лазерной экспозиции ΔE_{las} , вызванных как ошибками позиционирования, так и флуктуациями мощности лазера может быть вычислена следующим образом:

$$E_{total} = E_{pre} + E_{las} \cdot \left(1 + \frac{\Delta E_{las}}{E_{las}}\right) = (E_{pre} + E_{las}) \cdot \left[1 + \frac{\Delta E_{las}}{E_{las}} \cdot \frac{E_{las}}{(E_{las} + E_{pre})}\right], \quad (3.1)$$

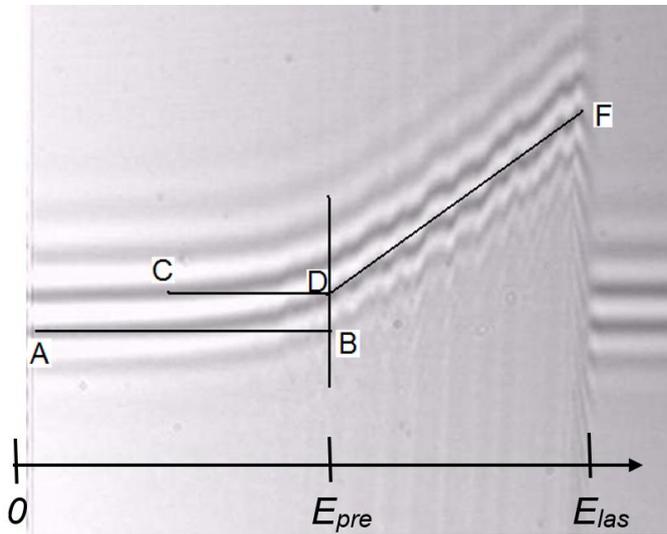


Рис. 3. 1. Интерферограмма микрорельефа с линейным нарастанием дозы экспозиции. Точка А соответствует нулевой экспозиции, а точка F – максимальной.

Отсюда коэффициент уменьшения влияния относительных шумов $\Delta E_{las}/E_{las}$ лазерной экспозиции определяется как:

$$K_f = \frac{E_{las} + E_{pre}}{E_{las}}. \quad (3.2)$$

Для глубины микрорельефа 1.2-1.5 мкм величина E_{las} примерно равна E_{pre} (см. Рис. 3. 1). Следовательно, коэффициент K_f равно 2 для такой глубины и увеличивается с ее уменьшением (с уменьшением E_{las}).

Линейная зависимость глубины профиля, сформированного в фоторезисте, от поглощенной энергии существенно упрощает моделирование ПЛЗ. Образование рельефа может быть вполне адекватно описано как свертка функции, описывающей изменение мощности пучка от координаты. Проблема в том, что по радиальной координате сканирование дискретное, а по угловой координате вне небольшой области импульсной записи – непрерывное. Для начала мы рассмотрим дискретное сканирование по радиальной координате в связи с задачей оптимального выбора шага сканирования во взаимосвязи с диаметром записывающего пучка и исследованием влияния ошибок позиционирования на дифракционную эффективность дифракционных оптических элементов. Тем не менее мы обозначим для общности координату как x , поскольку полученные для сканирования по радиальной координате результаты применимы для случая радиально-зависимой импульсной модуляции в угловом направлении, а также для записи на устройстве, работающем на принципе пошагового сканирования в декартовой системе координат. Механизм образования рельефа при пошаговом сканировании поясняет Рис. 3.2. Зависимость мощности пучка от координаты, обозначенная как $P(x_i)$, представляет расчетные данные об экспозиции для записи, пропорциональные со сделанными нами упрощениями заданному распределению глубины рельефа $H(x)$. Многократное суммирование (свертка) распределений поглощенной пленкой фоторезиста энергии, создаваемых распределением интенсивности в пучке $I(x)$, дискретно сдвигаемого по x с изменением мощности пучка согласно функции $P(x_i)$, дает в конечном итоге распределение поглощенной энергии или экспозиции $E(x)$ [61]. Свертка приводит к сглаживанию воздействия распределения $E(x)$ и, соответственно, формы профиля $H(x)$ после проявления резиста. Такие области искаженного дифракционного микрорельефа,

называемые нами далее обратными скатами (в английской научной литературе встречается термин “dead blaze” [63], то есть области с «мертвым» блеском по аналогии с термином «решетка с блеском»), формируются в большей или меньшей степени при всех методах изготовления. Обратные скаты микрорельефа (зона с шириной BWS на Рис. 3.2) приводят к снижению эффективности дифракции из-за того, что свет, проходящий эти области, преломляется в неправильном направлении. Компенсации этого эффекта является задачей для различных методов оптимизации электронно-лучевой или прямой лазерной записи.

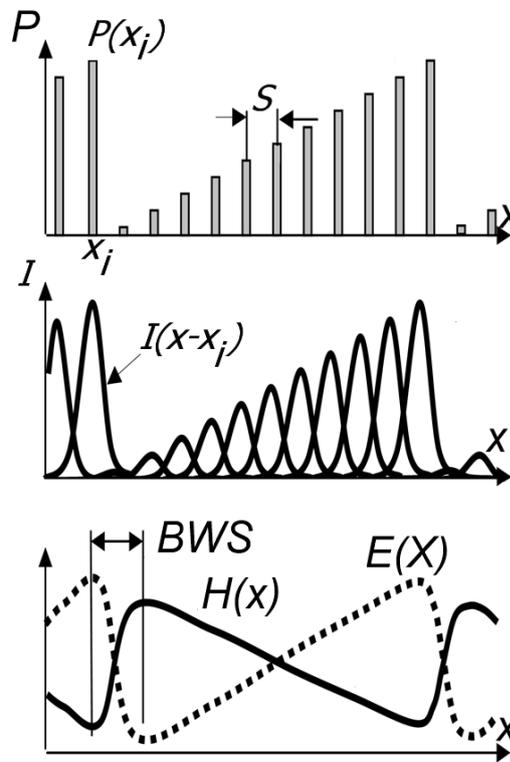


Рис. 3.2. Формирование распределения поглощенной энергии $E(x)$ и рельефа с глубиной рельефа $H(x)$ путем свертки данных для записи $P(x_i)$ с распределением интенсивности пучка $I(x)$.

Несколько методов, основанных на оптимизации данных для записи, было предложено [62,63 64], чтобы исправить профиль, сглаженный в результате свертки с распределением интенсивности записывающего пучка. Также, как и другие авторы, при моделировании процесса прямой лазерной записи мы

считали линейной характеристическую зависимость глубины профиля от поглощенной энергии

$$H(x) = \beta_E \cdot E(x), \quad (3.3)$$

где β_E – размерный коэффициент связи между поглощенной фоторезистом энергии и глубиной микрорельефа после проявления. Конечно, реальное поведение фоторезиста при экспонировании и проявлении является гораздо более сложным и требует учета эффекта обесцвечивания фоторезиста по глубине в процессе экспонирования и нелинейной кинетики процесса проявления [141,142,143]. Для типичных фоторезистов, подвергнутых предэкспозиции, $H(E)$ описывается полиномом второй степени. Допущение линейности $H(E)$ достаточно корректно при нескольких условиях:

- градиент коэффициента поглощения, возникающий вдоль направления лазерного пучка при обесцвечивании пленки фоторезиста, не значителен.
- перед лазерной записью проводится равномерная предэкспозиция фоторезиста для того, чтобы лазерная запись проводилась на линейном участке характеристической кривой фоторезиста.
- для проявления фоторезиста используется неконтрастный проявитель, обеспечивающий протяженный линейный участок на характеристической кривой фоторезиста.

Важным фактором, определяющим пространственное разрешение лазерной записи и результаты моделирования, является размер и форма записывающего пятна. Для упрощения сравнения предлагаемых ниже методик мы будем предполагать гауссово распределение интенсивности в пятне диаметром w по уровню $1/2$ от максимума.

$$I(x) = I_{\max} \exp \left[-\frac{4(\ln 2)(x - x_i)^2}{w^2} \right],$$

где X – координата в фокальной плоскости, x_i – позиция пятна для i -ого шага при экспонировании. Однако необходимо отметить, что для улучшения

результативности предлагаемых методик необходимо использовать реально измеренное распределение интенсивности в записывающем пучке. Дальнейшее эмпирическое уточнение этой модели будет предложено ниже.

Анализируемые далее результаты численного моделирования были получены путем расчета распределения экспозиции $E(x_j)$ в фоторезисте на одномерной координатной сетке x_j с равномерным шагом Δx согласно следующему выражению:

$$E(x_j) = \frac{1}{E_{\max}} \sum_{i=1}^{NI} I(x_j - x_i) \cdot P(x_i) \quad (3.4)$$

где $NI = \frac{N_{per} \cdot T_p}{\Delta x}$, N_{per} – количество периодов (не менее трех) линейной решетки с периодом T_p на расчётном участке координаты x . Нормировочная величина E_{\max} рассчитывалась следующим образом:

$$E_{\max} = \max \left(\sum_{i=1}^{NI} I(x_j - x_i) \right)$$

Для того чтобы избежать краевых эффектов из расчетного участка вдоль координаты x вырезалась центральная часть шириной T_p и использовалась для расчета дифракционной эффективности. Дифракционная эффективность в скалярном приближении в M -ом дифракционном порядке рассчитывалась через M -ую компоненту преобразования Фурье от фазовой функции моделируемого микрорельефа линейной решетки с периодом T_p :

$$DEM = \left| FT_M \left(\frac{2\pi}{\lambda} H(x)(n-1) \right) \right|^2. \quad 3.5$$

где λ – рабочая длина волны дифракционной структуры, n – коэффициент преломления материала, в котором сформирован рельеф. Эффективность в нулевом порядке мы будем, соответственно, обозначать $DE0$, а в рабочем первом порядке $DE1$.

3.2. Оптимизация шага сканирования и размера пятна

Запись с подходящим шагом сканирования s может увеличить дифракционную эффективность и уменьшить паразитную периодическую неровность профиля [37]. Слишком маленький s приводит к чрезмерному переналожению нескольких соседних экспонированных областей и в результате к расширению обратного ската. Оба эффекта являются негативными, но есть возможность выбрать оптимальный шаг сканирования на основе моделирования процесса записи и расчета дифракционной эффективности линейной решетки с профилем сглаженным сверткой с гауссовым записывающим пятном. Однако, если принимать во внимание ошибки позиционирования реальной записывающей системы, выбор шага сканирования может быть не на столько очевидным.

Случайные ошибки позиционирования лазерного пучка, приводящие к изменению шага сканирования $s=x_i-x_{i-1}$, моделировались добавлением случайного шума с нормальным распределением и заданным значением среднеквадратичного отклонения δx к x_i . Для того чтобы уменьшить эффект преобразования случайных шумов в периодические при расчете дифракционной эффективности по одному периоду, вырезанному из расчетного рельефа, количество периодов по которым считалась эффективность увеличивалось до 10.

Рис. 3.3 показывает влияние шага сканирования, нормированного к диаметру пятна, на дифракционную эффективность линейной решетки в первом порядке дифракции с различными периодами зон и случайными ошибками позиционирования со среднеквадратичными значениями, равными δx . Выделенные области показывают оптимальный диапазон s для разных периодов решетки T_p . Оптимальное значение шага сканирования для всех периодов существует только в случае маленьких ошибок. При больших значениях ошибок δx для достижения максимальной дифракционной эффективности необходимо изменять шаг сканирования в зависимости от периода зон. Это серьезно

усложняет алгоритм записи. Для установок КЛЗС среднеквадратичная ошибка позиционирования составляет порядка 20 нм. С учетом сохранения высокой скорости записи оптимальный составляет величину 0.75-0.8 от диаметра пучка.

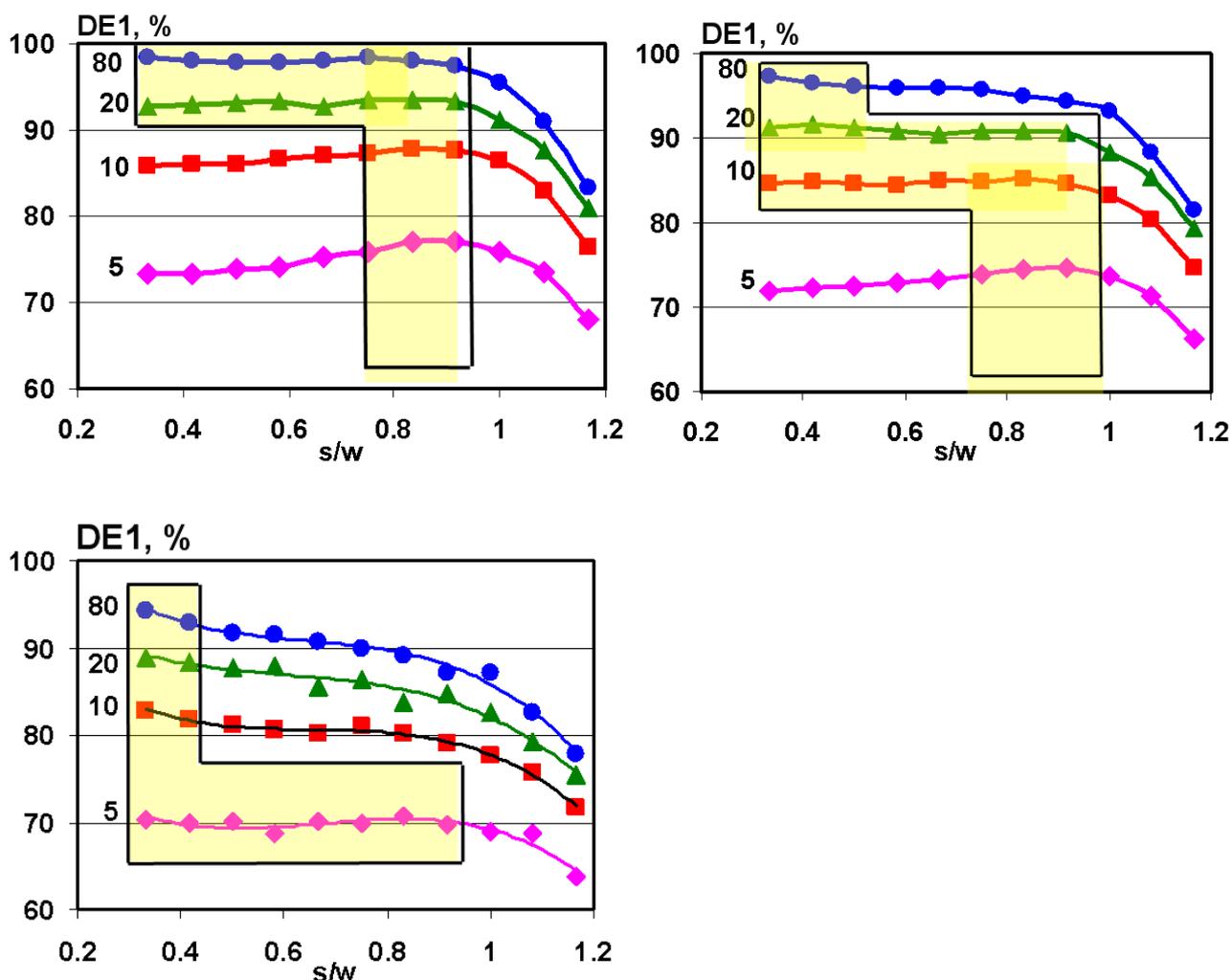


Рис. 3.3. Дифракционная эффективность в первом порядке как функция нормированного шага сканирования для различных T_p (5, 10, и 80 мкм). (a) $\delta x = 10$ нм, (b) $\delta x = 30$ нм, (c) $\delta x = 50$ нм. ● – решетка $T_p = 80$ мкм, ▲ – $T_p = 20$ мкм, ■ – $T_p = 10$ мкм, ◆ – $T_p = 5$ мкм. $w = 0.6$ мкм.

Рис. 3.4 демонстрирует как увеличение размера пятна уменьшает влияние случайных ошибок позиционирования на дифракционную эффективность. Разница между ошибками с величиной 10 и 50 нм гораздо меньше для диаметра пятна 1.2 мкм, чем для диаметра 0.6 мкм. Однако увеличение пятна

сопровождается значительным падением эффективности. Тем не менее, для некоторых задач это может быть допустимо или скомпенсировано увеличением наклона дифракционных зон [63]. Такой метод использовался нами для уменьшения неровности дифракционного рельефа матриц, используемых для тиражирования интраокулярных линз МИОЛ-Аккорд и сглаживания обратных скатов их дифракционных зон с целью снижения вероятности накопления биологических отложений [144] (см. глава 5).

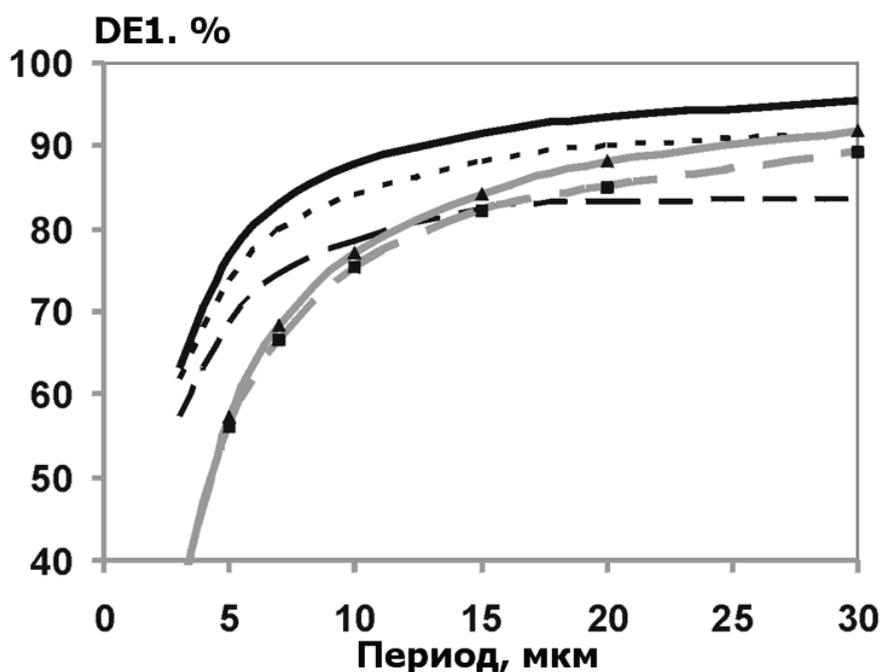


Рис. 3.4. Дифракционная эффективность как функция периода: сплошная кривая – $\delta x = 10$ нм, пунктирная кривая – $\delta x = 30$ нм, штриховая кривая $\delta x = 50$ нм. Черные кривые – для $w = 0.6$ мкм, серые кривые – для $w = 1.2$ мкм. $s/w = 0.83$.

3.3. Использование высоких порядков дифракции при расчете ДОЭ

Для практических целей очень полезно оценить влияние ошибок позиционирования на дифракционные структуры, работающие в высоком порядке дифракции. Такой подход к расчету ДОЭ увеличивает периоды зон, но также требует увеличения глубины профиля пропорционально номеру дифракционного порядка. Предполагается, что обратный скат, обеспечиваемый технологией изготовления, слабо зависит от глубины дифракционного

микрорельефа при одинаковых размерах записывающего пятна. В результате, относительный размер области занимаемой обратным скатом на дифракционных зонах уменьшается, и дифракционная эффективность растет.

Однако эксперименты показали некоторое увеличение обратного ската [63, 94] с увеличением глубины профиля. Это может быть объяснено ограничением глубины фокуса и низкоконтрастным проявлением, используемым при аналоговой литографии и дающим значительное боковое подтравливание. Кроме этого, применение ДОЭ, работающих в высоком дифракционном порядке, ограничено свойственной им высокой чувствительностью к ошибкам изготовления формы и глубины профиля. Считается, что второй и третий порядки являются оптимальными с точки зрения компромисса между допусками на ошибки глубины профиля и приростом дифракционной эффективности [63]. Однако, ошибки позиционирования могут значительно уменьшить дифракционную эффективность таких дифракционных элементов. На Рис. 3.5 показаны зависимости дифракционной эффективности решеток как функции нормированного (на расчетный порядок дифракции M) периода решетки для различных M и ошибок позиционирования. Из графиков следует, что решетки в третьем порядке могут дать существенное преимущество, только если среднеквадратичная величина (СКО) случайных ошибок позиционирования будет меньше 10 нм. Решетки во втором порядке могут быть использованы для широкого диапазона периодов при среднеквадратичной ошибке в 20 нм, но с достаточно малым (0.25 мкм) шагом сканирования. Если среднеквадратичная ошибка позиционирования 30 нм, то второй порядок эффективен только для решеток с периодом 7-10 мкм, а далее первый порядок с шагом сканирования 0.25 мкм становится более выгодным. Кроме того, эти графики свидетельствуют, что для пассивной минимизации влияния ошибок позиционирования использование шага сканирования 0.25 мкм предпочтительно при записи ДОЭ, работающих в первом порядке дифракции, на КЛЗС с ошибкой

позиционирования 10-20 нм. Однако такой шаг ведет к ухудшению производительности в 2 раза.

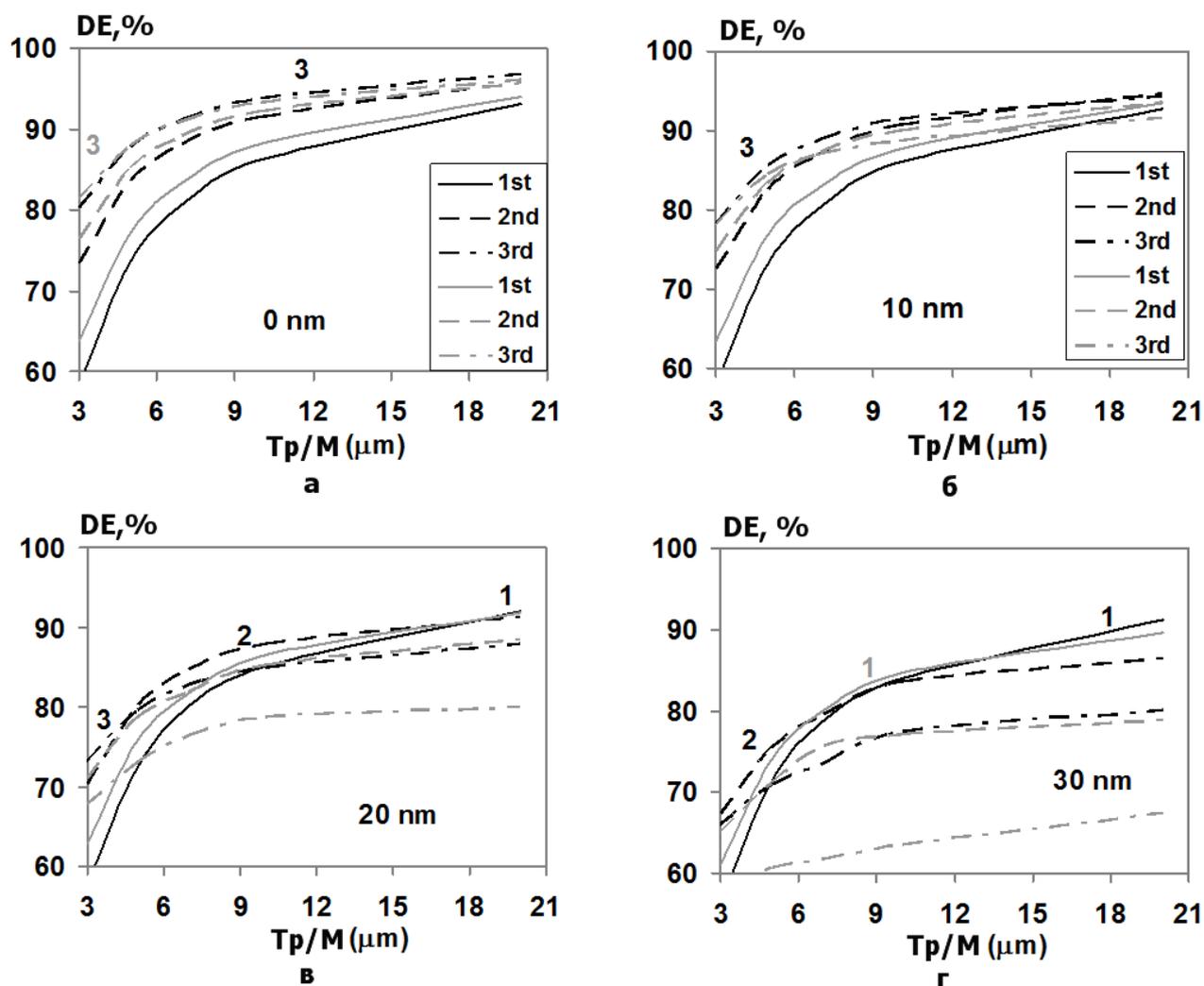


Рис. 3.5. Дифракционная эффективность как функция Tr/M для различных порядков и ошибок позиционирования: черные кривые – $s=0.25$ мкм, серые кривые – $s=0.5$ мкм. сплошные кривые – 1-ый порядок, штриховые кривые – 2-ой порядок, штрихпунктирные кривые – 3-ий порядок. (а) – $\delta x=0$, (б) – $\delta x=10$ нм, (в) – $\delta x=20$ нм, (г) – $\delta x=30$ нм.

3.4. Индивидуальная пиксельная оптимизация

Наиболее значительное увеличение дифракционной эффективности было получено методом индивидуальной пиксельной оптимизации (IPO) на основе изменения уровня экспозиции для каждого пикселя. Оптимизация заданного

набора данных $P(x_j)$ может быть осуществлено с различными критериями качества оптимизации: по максимальной дифракционной эффективности, минимальному отклонению от расчетного профиля, а также их комбинации. Различные алгоритмы оптимизации (разностный алгоритм [62,63], последовательного квадратичного программирования [63] и имитации отжига [64]) показали возможность значительно повысить дифракционную эффективность. Например, DEI линейной решетки с периодом 10 мкм теоретически может быть увеличена с 63,4% до 80,8% при радиусе пятна 1,4 мкм (по уровню e^{-2}). Этот эффект может быть достигнут с диапазоном модуляции интенсивности света, который в три раза больше, чем требуется для неоптимизированной записи. Центр профиля должен быть при этом в точке, соответствующей середине диапазона интенсивности модуляции. Такое неэффективное использование динамического диапазона модуляции пропорционально увеличивает шероховатость профиля из-за шумов интенсивности лазера и ухудшает точность многоуровневой модуляции из-за ограниченного количества уровней интенсивности при цифровом управлении ею. Кроме того, авторы работ [62-64] признают, что применение оптимизации отдельных пикселей для сложных дифракционных структур требует так много времени вычислений, что подход становится практически неприемлемым для реальных ДОЭ с произвольной топологией, не сводимой к однокоординатному случаю.

3.5. Метод приграничной оптимизации (ЗВО)

Анализ рассмотренных выше результатов оптимизации, полученных другими авторами при использовании метода IPO, позволил сделать следующие предположения: коррекция экспозиции данных происходит в основном вблизи границ дифракционных зон; форму скорректированных данных можно упростить, объединив соседние пиксели с аналогичной интенсивности в одну ступеньку; форма обратного ската и коррекция данных для записи слабо зависят

от периода зон, так как обратный скат гораздо круче, чем угол «блеска» дифракционных зон. Для проверки этих предположений мы реализовали IPO на основе метода имитации отжига [64] с различными критериями оптимальности [145]. В первом случае (IPO1), критерием была максимальная дифракционная эффективность в первом порядке. Для сравнения результатов с известными способами [63] следующие параметры процесса записи были использованы: радиус записывающего Гауссова пучка 1.4 мкм (по уровню e^{-2} или диаметр $w=1,65$ мкм по уровню $1/2$ интенсивности), шаг сканирования $s=0.4$ мкм, периоды зон 6, 10 и 20 мкм. Рассчитанные значения дифракционной эффективности для решетки с блеском, сформированной без оптимизации (здесь и далее обозначается как None) находится в первой строке Таблицы 3.1. Эти значения были рассчитаны для диапазона относительной интенсивности экспозиции от 0 до 1.

Индивидуальная пиксельная оптимизация был сделана для различных диапазонов интенсивности экспозиции (IPO1 и IPO2). Практическое осуществление отрицательных интенсивностей до -1 может быть сделано путем сдвига линейной данных для записи на относительный диапазон $1 \dots 2$, и, таким образом оптимизируемый набор данных $P(x_i)$ для записи должны варьироваться в относительном диапазоне 0-3. Такая свобода глубины модуляции дает значительный выигрыш дифракционной эффективности. Однако, с нашей точки зрения относительного диапазона модуляции 0-1,5 вполне достаточно для практической реализации из-за причин, упомянутых в предыдущем разделе, хотя это и приводит к потерям дифракционной эффективности до 2-5% (IPO2 в таблице 3.1) по сравнению с методом IPO1.

Таблица 3.1. Дифракционная эффективность в первом порядке, рассчитанная для различных методов и критериев оптимизации ^a.

Алго-ритм	Критерий и особенности оптимизации	Диапазон интенсивности	DE1 (%) для различных периодов (в мкм)		
			6	10	20
None	-	0...1	43.5	63.6	80.8
IPO1	$KO = \max(DE1)$	-1...2	69.6	79.7	89.2
IPO2	$KO = \max(DE1)$	0...1.5	64.6	75.4	87
IPOCOMB	Комбинир. КО	0...1.5	61.4	74	85
ZBO1	$KO = \max(DE1)$, СПФ: 3 steps	0...1.5	58	72.5	85
ZBO2	$KO = \max(DE1)$, СПФ - 4 ступеньки, центрально- симметричная	-1...-2	61.2	76.2	87.6
ZBO3	$KO = \max(DE1)$, СПФ: 4 ступеньки	-1...2	68.4	78.6	89

^a Для $w = 1,65$ мкм (FWHM).

Фундаментальной проблемой для вариантов оптимизации отдельных пикселей IPO1 и IPO2 является то, что они слишком чувствительны к колебаниям s . Причина в том, что свертка с резко изменяющимися данными для записи (Рис. 3.6, а) при неправильном s приводит к увеличению средней шероховатости профиля и потере дифракционной эффективности [63]. Многократные запуски цикла оптимизации показали, что изменение $P(x_i)$ вблизи границ дифракционных зон имеет воспроизводимый характер, а в серединах зон эти изменения носят стохастический характер.

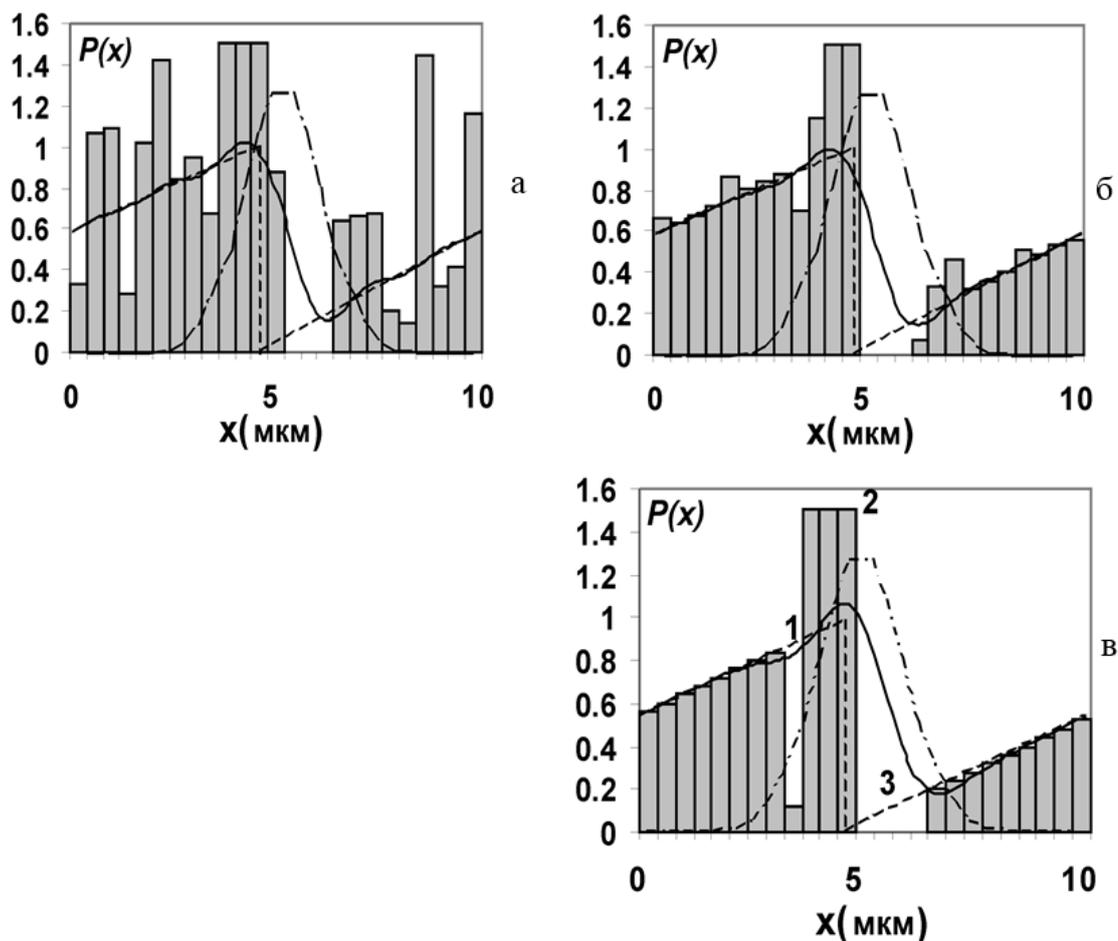


Рис. 3.6. Графики оптимизированных рядов данных для записи: (а) - для IPO2; (б) – для IPOCOMB, (в) – ряд со встроенной СПФ. Точечные кривые – $I(x)$ для $w=1.65$ мкм. Пунктир – идеальный рельеф линейной решетки, Непрерывные кривые – профили, полученные в результате свертки.

В целях уменьшения стохастических вариаций и выделения типичных форм, скорректированных данных для записи, мы использовали в качестве критерия оптимальности (KO) комбинацию дифракционной эффективности и среднеквадратичного отклонения между оптимизированными данными о воздействии и линейными изначально заданными данными. Это позволяет получить плавное и стабильное поведение данных для записи (Рис. 3.6, б) без существенного снижения дифракционной эффективности (IPOCOMB в табл. 1) по сравнению с методом IPO2. Объединенный критерий оптимальности определяется как $MF=k_1DEI-k_2\Delta P$, где ΔP – среднеквадратичное отклонение

между оптимизированными данными для записи и линейными данными, k_1 и k_2 – весовые коэффициенты, которые, как правило, выбирались следующим образом $k_1 = 1$ и $k_2 = 0,01$. Форма распределения интенсивности экспозиции была хорошо воспроизводима в области $\pm w$ от границы зоны при различных шагах Δx , периодов зон и диаметров записывающего пучка.

Таким образом, ключом для упрощения процесса оптимизации может быть фиксация не оптимизированных данных в средней части дифракционных зон и вариация интенсивности экспозиции на пикселях вблизи границ в определенных пределах. Чтобы уменьшить число параметров оптимизации можно объединить пикселы в широкие ступеньки. Группа ступенек формирует ступенчатую переходную функцию (СПФ), которая является предметом оптимизации. Как следует из Рис. 3.6, в) общая ширина пикселей СПФ не превышает удвоенной ширины обратного ската.

Такая оптимизация с использованными выше параметрами записи (при модуляции интенсивности в диапазоне 0-1.5) и дифракционной эффективности в качестве критерия оптимальности продемонстрировала, что три ступеньки (Рис. 3.6, в) при таких условиях достаточно. Две ступени 1 и 2 на стороне максимальной экспозиции, и третья ступень 3 на стороне минимума. Очевидно, что когда диапазон интенсивности экспозиции симметрично расширен и не оптимизированные значения экспозиции лежат в центральной части диапазона, оптимальная СПФ должна иметь одинаковое число шагов с каждой стороны границы. Более того, она должна иметь центр симметрии относительно точки пересечения границ зоны и средней линии диапазона экспозиции. В общем случае, когда существует N шагов в СПФ, то есть $2N$ переменных для оптимизации: уровень P_i и ширина W_i для каждой ступени. Уровни P_i ограничены в некотором диапазоне, но ограничения на ширину W_i не требуются. Мы назвали этот подход методом приграничной оптимизации (далее будет использоваться сокращение ZBO от английского варианта этого названия, использованного в первой публикации – zone-boundary optimization [145]). Практическая

идентичность дифракционных эффективностей для методов ZBO и IPO может быть достигнута, если интенсивность экспозиции для каждого пикселя в СПФ будет изменяться в процессе оптимизации в заданном диапазоне модуляции, и общая ширина СПФ с центром на границах зоны будет около 2-3 диаметров записывающего пучка. Такое сочетание ZBO и IPO может существенно уменьшить объем вычислений по сравнению с чистым методом IPO. Коэффициент уменьшения может быть оценен как общая площадь DOE деленная на площадь всех оптимизированных пикселей.

Существенным фактором, упрощающим практическую реализацию, может быть универсальная форма СПФ, которая пригодна для различных периодов дифракционных зон. Чтобы определить эту форму мы применили ZBO к решеткам с периодом в диапазоне 6-20 мкм и с шагом $\Delta x = 0,4$ мкм. Оптимизация для СПФ с тремя шагами дала постоянные значения ширины для всех периодов: $W_1 = 0,4$ мкм, $W_2 = 1,2$ мкм, $W_3 = 1,6$ мкм. То есть, общая ширина такой универсальной СПФ не превышает 2 диаметров записывающего пучка. На Рис. 3. 7 показана зависимость нормированных уровней $P1$ и $P2$ на первой и второй ступенях от периода решетки. Они были ограничены при оптимизации в диапазоне 0-1,5. Уровень третьей ступени W_3 был установлен в 0 для всех периодов. Значение $P2$ можно принять равным 1,45 для всего диапазона. Как видно из Рис. 3. 7, что значение $P1$ также достаточно стабильно для зон с периодом более 8 мкм. Следовательно, можно разделить диапазон периодов на два поддиапазона - менее 8 мкм с $P1 = 0$ и более 8 мкм с $P1 = 0,2$. Таким образом, два набора параметров СПФ могут быть реализованы для широкого диапазона периодов. Расчет дифракционной эффективности при данных для записи с такими универсальными СПФ продемонстрировал снижение эффективности менее чем на 1% по сравнению с индивидуально оптимизированным СПФ. Этот прием делает практическую реализацию метода ZBO более легкой по сравнению с методом IPO, требующим оптимизации для всего дифракционного элемента, если периоды зон меняются непрерывно в широких пределах.

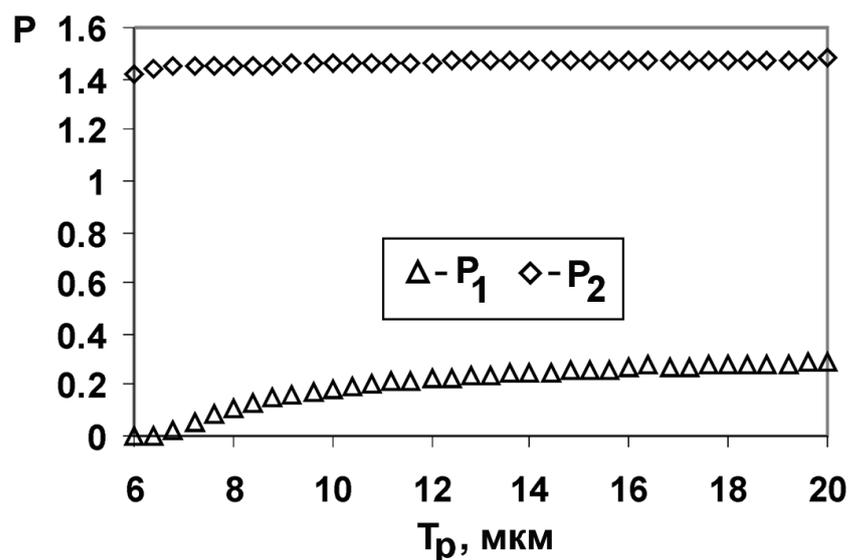


Рис. 3. 7. Параметры СПФ полученные при оптимизации ZBO с различными периодами зон и $w=1.65$ мкм (по уровню 0.5), $s= 0.4$ мкм. Диапазон модуляции – $0 \dots 1.5$.

3.5.1 Экспериментальная проверка метода ZBO

Описанные выше результаты представляют интерес для теоретического сравнения метода ZBO с другими методами, но современные лазерные системы записи используют существенно меньший диаметр записывающего пучка. Метод приграничной оптимизации был проверен с помощью круговой лазерной записывающей системы CLWS-300IAE, разработанной в ИАиЭ СО РАН. Лазерные системы записи на основе аналогичного кругового сканирования достаточно часто используются при изготовлении дифракционной оптики [2, 53, 55, 75, 146]. В приложении к текущей теме анализа подчеркнем наиболее важные параметры этой системы: объектив с апертурой $NA = 0,65$ формирует пятно диаметром 0,6 мкм (по уровню 1/2) на поверхности подложки. Сканирование в радиальном направлении осуществляется дискретно с шагом сканирования в диапазоне 0,25-0,5 мкм.

Первым шагом по реализации оптимизации было измерение распределения интенсивности записывающего пучка, которое производилось методом одномерного сканирования ножом Фуко. Как можно видеть из Рис. 3.8

измеренное распределение интенсивности близко к Гауссову распределению с диаметром 0,6 мкм (по уровню 1/2), но оно имеет некоторый пьедестал из-за кольца вокруг основного пика. Измеренное сглаженное распределение интенсивности использовалось для моделирования одномерной лазерной записи.

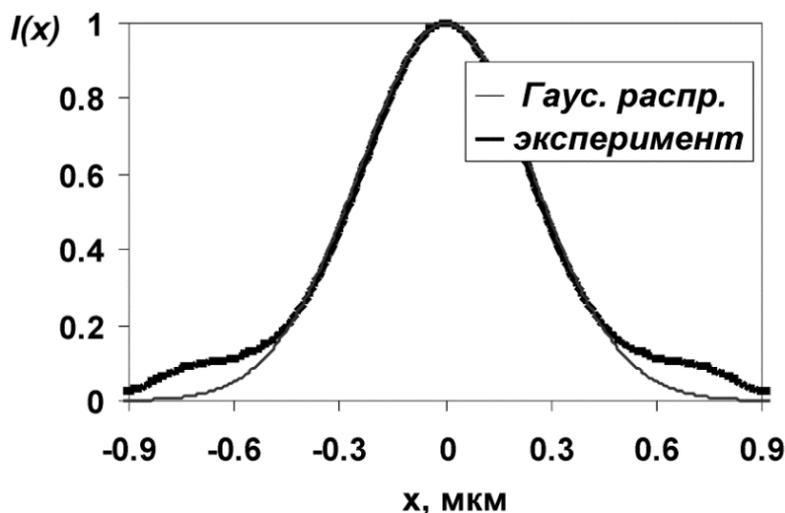


Рис. 3.8. Измеренное распределение интенсивности (жирная кривая) записывающего пучка и Гауссово распределение (тонкая кривая).

Следующим параметром, который определяет обратный скат формируемого профиля, является шаг сканирования. Рис. 3.9 демонстрирует дифракционную эффективность как функцию шаг сканирования при неоптимизированной записи (None) для обоих методов оптимизации (IPO и ZBO). Относительная интенсивность была ограничена в диапазоне от 0 до 1,3 для обоих методов оптимизации. Все три кривые имеют максимальное значение примерно при 0,5 мкм, которое была выбрано для оптимизации процесса записи и экспериментальной проверки.

Применение метода ZBO показало, что итерационный процесс редко дает ступеньку 1 ненулевой ширины (Рис. 3.6, в) в СПФ. Это позволяет уменьшить количество оптимизированных переменных СПФ до трех (ширина и уровень для ступеньки 2 - $W2$ и $P2$, и ширина $W3$ ступеньки 3 с $P3 = 0$). На Рис. 3.10 показана теоретически рассчитанная DEI для диапазона периодов 3-15 мкм и $P(x_i)$ в

диапазоне 0-1,3. Увеличение дифракционной эффективности для ZBO (пунктирная кривая) по сравнению с не оптимизированной решеткой (None) колеблется от 4% для решетки с периодом 10 мкм до 7% для 6-микронной решетки. Прирост от оптимизации с небольшим записывающим световым пучком заметно меньше, чем для тех же периодов при Гауссовом пучке большого диаметра (ZBO1 в таблице 3.1). Очевидная причина состоит в том, что запись ведется с размером пятна почти в 3 раза меньше, и, следовательно, обратный скат имеет меньшее влияние на эффективность дифракции.

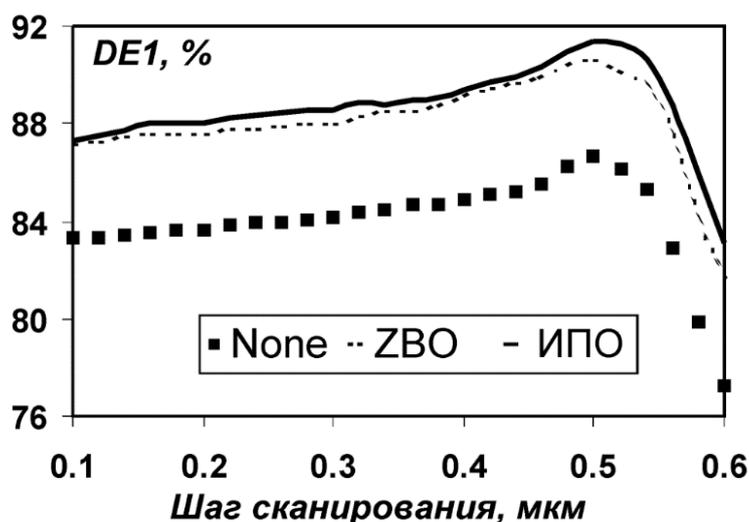


Рис. 3.9. Зависимость дифракционной эффективности в первом порядке от шага сканирования. Период решетки – 10 мкм. $w = 0.6$ мкм.

Для тестирования результатов моделирования были изготовлены линейные решетки с различными периодами (3, 5, 7, 10 и 15 мкм). В эксперименте, дифракционная эффективность определялась как отношение измеренной интенсивности в первом порядке дифракции на общую интенсивность света, прошедшего решетку. Результаты измерения эффективности для решеток с неоптимизированным (Эксперим. None) и оптимизированным (Эксперим. ZBO) рельефом показаны на Рис. 3.10. Более низкая измеренная эффективность по сравнению с результатами моделирования объясняется ошибкой глубины травления и упрощенной моделью процесса,

использованной при оптимизации. Мы не учитывали расширение обратного ската при проявлении фоторезиста, вклад ошибки системы радиального позиционирования (Рис. 3.5) и использовали скалярный подход для расчет дифракционной эффективности узких зон.

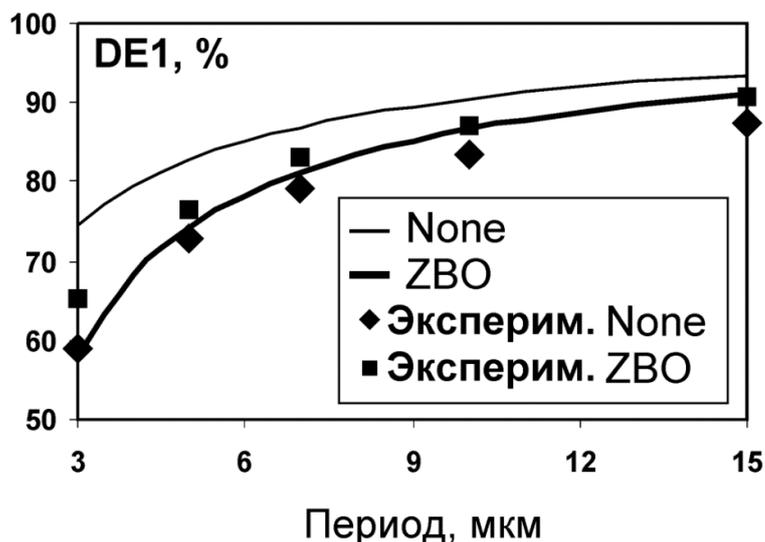


Рис. 3.10. Сравнение теоретических и экспериментальных значений DE1 в зависимости от периода решетки ($s = 0.5$ мкм, $w = 0.6$ мкм).

Для практической реализации, очень важно проверить, как СПФ полученная для решетки с одним значением периода, подойдет для широкого диапазона периодов. Мы определили СПФ для периода 7 мкм и шага сканирования 0,25 мкм и применили ее к диапазону периодов решеток от 3 до 15 мкм. Разница между дифракционной эффективностью для этого случая (пунктирная кривая на Рис. 3.11) и индивидуально оптимизированными СПФ (сплошная линия на Рис. 3.10) не превышает 1%. Надо заметить, что применение ZBO к записи с шагом сканирования 0,25 мкм требует пяти переменных для СПФ, потому что вклад ступеньки 1 СПФ в дифракционную эффективность становится более значительным при уменьшении s до радиуса пятна или менее. Эта ситуация похожа на ZBO с пучком диаметром 1,65 мкм при $\Delta x = 0,4$ мкм, описанную ранее.

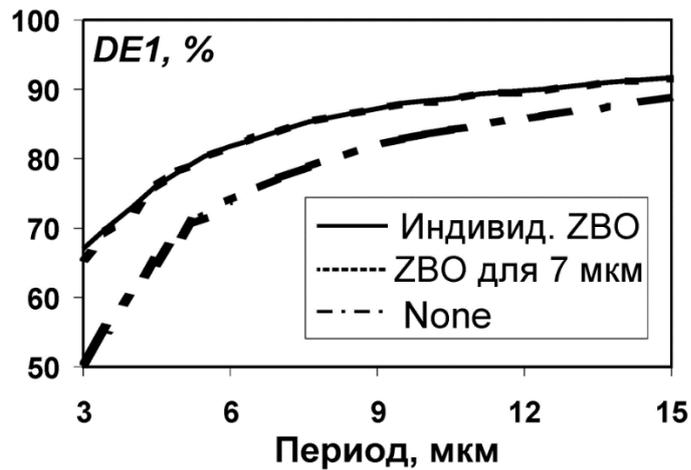


Рис. 3.11. Теоритическая дифракционная эффективность как функция периода решеток для шага сканирования 0.25 мкм.

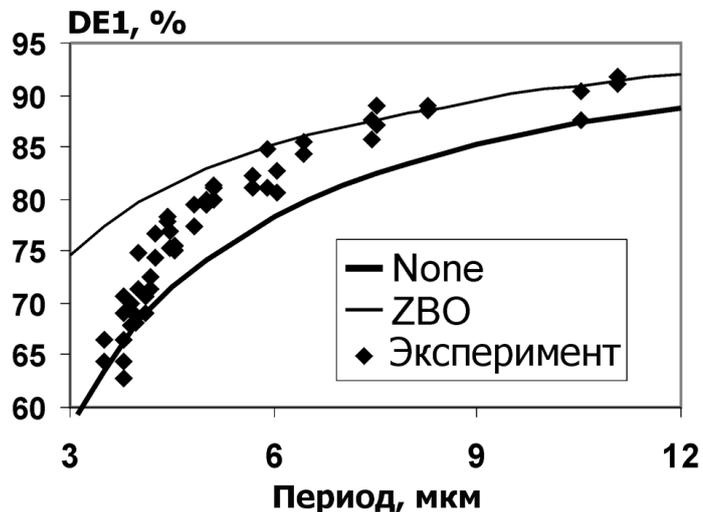


Рис. 3.12. Графики измеренной (ромбы) и рассчитанной дифракционной эффективности от периода решетки. Тонкая кривая – для решетки оптимизированной методом ZBO. Жирная кривая - для неоптимизированной решетки. $w=0.6$ мкм.

Описанные методы оптимизации были применены для изготовления различных элементов, таких как аксиально-симметричные дифракционные линзы и ДОЭ со спиральной многооборотной структурой. На Рис. 3.12 показана зависимость дифракционной эффективности, как функции периода зон, измеренную на нескольких ДОЭ (минимальный период зона - 3,6 мкм, длина

волны 532 нм, диаметр - 20 мм), изготовленных с помощью ПЛЗ на фоторезисте. Из-за того, что процесс РИТ может увеличить шероховатость профиля и изменить обратный скат, дифракционная эффективность была измерена на образце в фоторезисте для сравнения с результатами моделирования.

Верхняя и нижняя непрерывные кривые показывают теоретическую зависимость дифракционной эффективности для оптимизированной и не оптимизированной решеток, соответственно. Снижение измеренной эффективности для оптимизированных решеток при малых периодах по отношению к результатам моделирования оптимизированного профиля объясняется тем, что расчет дифракционной эффективности проводился в скалярном приближении и не учитывался дополнительный эффект сглаживания жидкостного проявления. Это подтверждается также шириной обратного ската (определяется как расстояние между минимальной и максимальной глубиной профиля вблизи границы зоны). Согласно результатам моделирования, она должна быть около 1,1 мкм, но измерения с помощью атомно-силовой микроскопии показали величину 1,4 мкм. Эффект сглаживания жидкостном проявлении и последующий процесс реактивного ионного травления должны быть также включены в модель путем измерения формы профиля вблизи границ зоны. Дифференциация профиля может дать функцию распределения интенсивности виртуального записывающего пучка, характеризующую комбинированное воздействие лазерного облучения и пост-обработки. Такое распределение может быть использовано вместо измеренного распределения интенсивности записывающего пучка при свертке с заданным профилем. Для получения точной характеристики обратного ската для расчета этого эквивалентного распределения интенсивности необходимо использовать сканирующую электронную микроскопию и специально подготовленные образцы, если для записи используется узкий лазерный пучок. Такой подход будет рассмотрен в следующих параграфах.

3.5.2 СПФ для сочетания непрерывной и пошаговой записи

Сочетание пошагового сканирования в радиальном направлении и непрерывного режима записи является типичным для круговой системы лазерной записи, по причинам, рассмотренные в Главе 1. Это приводит к тому, обратные скаты дифракционных зон различны для разных направлений сканирования. Чтобы результаты оптимизации подходили для обеих направлений сканирования можно уменьшить шаг сканирования в радиальном направлении сканирования. В соответствии с Рис. 3.9 дифракционная эффективность с неоптимизированным профилем становится практически постоянной, если шаг сканирования меньше радиуса пятна (диапазон 0.1-0.3 мкм). Это означает, что обратный скат не меняет своей формы. Эта тенденция имеет место при уменьшении s до значений, эквивалентных непрерывному экспонированию. В результате, можно использовать одну и ту же СПФ в обоих направлениях сканирования, когда шаг сканирования равен или меньше, чем половина диаметра пятна (FWHM). Малый шаг сканирования также позволяет снизить шумы пикселизации. Недостатком такого пути является расширение обратного ската в направлении пошагового сканирования.

Существует еще один способ использовать те же ступенчатые переходные функции в обоих направления сканирования: найти СПФ, работающую хорошо в широком диапазоне шагов сканирования s . Для проверки такой возможности был применен метод ZBO при записи с пучком диаметром 1.65 мкм и s от 0.1 до 0.8 мкм. Запись с $s = 0.1$ мкм эквивалентна непрерывному сканированию для данного размера пятна. Диапазон относительной модуляции интенсивности был 0...1.5. Метод ZBO был применен чтобы найти СПФ для некоторого среднего периода (10 мкм) в рассматриваемом диапазоне 6-20 мкм, а затем эта функция была использована для моделирования формирования линейной решетки с периодом 6 и 20 мкм. В первой строке таблицы 3.2 приведены параметры СПФ и DEI для оптимизации без ограничений для W_i . Другие строки получаются из

условия, что W_i должно делиться на величину 0.8 мкм, являющейся оптимальным шагом сканирования для $w=1.65$ мкм.

Таблица 3.2. Теоретическая дифракционная эффективность, рассчитанная для профиля решетки, сформированного с различными СПФ*.

	s при за- писи	s при опти- мизации	Параметры СПФ:					DE1(%) для периода (мкм)		
			$W_1,$	P_1	$W_2,$	P_2	$W_3,$	6	10	20
1	0.1	0.1	0.4	0.18	1.1	1.5	1.6	55.3 (42)	71.6 (61.6)	84.3 (79.3)
2	0.1	0.1	0.8	0.75	0.8	1.5	1.6	53.5	70.6	83.7
3	0.8	0.1	0.8	0.75	0.8	1.5	1.6	60.7	74.7	85.7
4	Усредненная DE1							57.1	72.65	84.7
5	0.8	0.8	0.8	0.78	0.8	1.5	1.6	60 (48.3)	74.85 (65.7)	86 (81)
6	0.1	0.8	0.8	0.78	0.8	1.5	1.6	52.8	70.6	83.9
7	Усредненная DE1							56.4	72.73	84.95

* Ширина W_i ступеней в СПФ и шаг сканирования даны в мкм, а P_i в относительных единицах. Теоретические величины для неоптимизированного случая даны в скобках.

Первая, вторая и пятая строки показывают результаты оптимизации для случаев, когда s был одинаковым для моделирования процесса экспонирования в течение оптимизации методом ZBO и при моделировании профиля решетки без оптимизации. Третий ряд был рассчитан с СПФ оптимизированной для шага сканирования 0.1 мкм, но использованной для моделирования записи с $s=0.8$ мкм. Пятая строка была рассчитана для обратной ситуации. Усреднение дифракционной эффективности в парах второго-третьей строк (в 4-й строке) и пятой-шестой (в 7-й строке) строк дает оценку общей эффективности дифракционной структуры, имеющей примерно равное соотношение площадей

участков с ориентацией зон вдоль обоих направлениях сканирования: пошаговом и непрерывном. Разница между ними очень мала, так как СПФ примерно та же самая для второго-шестого рядов. Поэтому для рассматриваемого случая с одинаковым вкладом обеих ориентаций дифракционных зон самый простой способ выбрать универсальную СПФ - сделать оптимизацию для максимального шага сканирования.

3.5.3 Особенности применения ZВО к записи двумерных ДОЭ

При применении метода граничной оптимизации к ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом с изменяющимся периодом возникает проблема несогласования положения границ зон и адресной сетки позиционирования лазерного пучка. На Рис. 3.13, а показана идеальная ситуация, а на Рис. 3.13, (б) показана ситуация, когда расчётная границы второй и третьей (слева направо) зоны не совпадают с адресной сеткой. При этом относительное увеличение интенсивности пучка вблизи границы производится до меньшего, чем необходимо уровня, так как неоптимизированное значение интенсивности для данной координаты меньше чем на границе зоны.

Для узких периодов паразитная модуляция пика приводит к паразитной модуляции глубины рельефа и модуляции средней точки положения каждой зоны по вертикали, что приводит к росту локальной ошибки фазы. Применение оптимизации к каждой индивидуальной зоне с учетом положения адресной сетки неоправданно усложнит расчет распределения поглощенной энергии. Эта проблема может быть эффективно решена путем установления собственной адресной координатной сетки в каждой дифракционной зоне, для элементов, описываемых при записи двумерной фазовой функцией, сводимой к одномерной. Для КЛЗС такими элементами являются осесимметричные элементы типа линз и аксиконов. Для систем записи, работающих в декартовых координатах – цилиндрические линзы и решетки. Пример реализации этого метода показан на Рис. 3.13, в. Паразитная модуляция в этом случае остается только в виде изменения ширины зоны выключения записывающего пучка на

той стороне от границы, где расчетная интенсивность для не оптимизированной записи приближается к нулю. Такая модуляция менее заметна после записи. Кроме этого при таком алгоритме устраняется ошибка формирования границ дифракционных зон, достигающая половины инкремента адресной сетки и приводящая к фазовым ошибкам, формируемого волнового фронта. Данный алгоритм был реализован в программном обеспечении CLWS-300IAE и протестирован на практике.

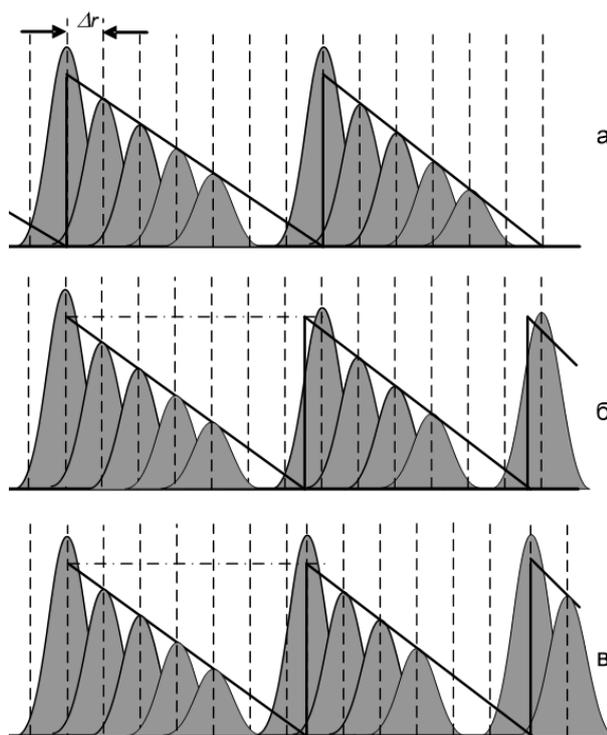


Рис. 3.13. ZVO для ДОЭ с переменным периодом зон.

3.6. Метод оптимизированной двойной записи

Метод приграничной оптимизации может быть дополнительно модифицирован для уменьшения влияния ошибок позиционирования на шероховатость микрорельефа. Из Рис. 3.4 следует, что увеличение диаметра записывающего пучка в два раза с пропорциональным увеличением шага сканирования приводит к значительному уменьшению влияния ошибок позиционирования на дифракционную эффективность. Однако увеличение диаметра пучка приводит к падению дифракционной эффективности. Для

реализации этого преимущества, но без падения дифракционной эффективности из-за увеличения диаметра пучка, предложено записывать среднюю часть дифракционной зоны расширенным пучком, а область границы зоны суженным пучком [147]. На Рис. 3.14 изображен пример двух наборов распределения мощности пучка $P(x_i)$ (светло серые столбики – набор для расширенного пучка и темно серые столбики – набор для суженного пучка) для записи решетки с периодом 5 мкм. Область 1 экспонируется с использованием расширенного пучка и с линейным неоптимизированным набором данных для записи, а область 2 экспонируется суженным пучком и набором данных, который оптимизирован с $\max(DE1)$ как критерием оптимальности (это является основанием называть данный метод как оптимизация двойной записи - ОДЗ). Область 1 частично перекрывает область 2 для компенсации эффекта обратного ската при экспонировании края область 1. Область 3 не экспонируется записывающим пучком, так как она экспонируется «хвостами» Гауссова распределения интенсивности записывающего пучка, проходящего вдоль близлежащих треков.

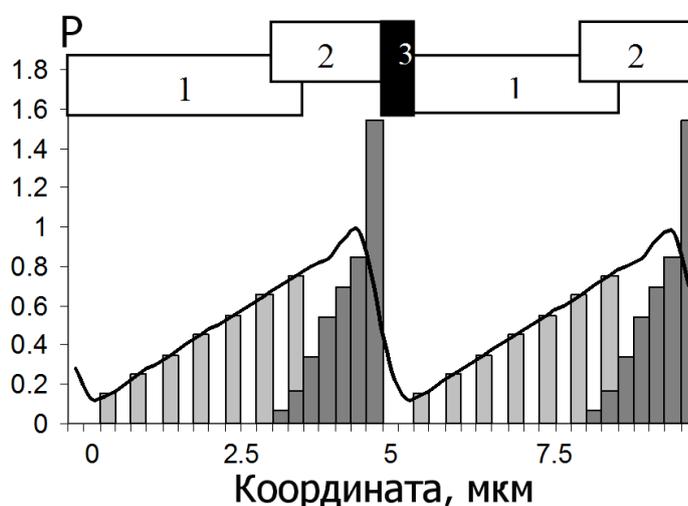


Рис. 3.14. Метод оптимизации двойной записи.

Шаг сканирования для области 1 выбирается в два раза больше, чем для области 2. Соотношение диаметров пятен и шагами сканирования для двух шагов записи может быть выбрано на основе возможностей конкретной записывающей системы. Выбор также зависит от минимального периода

дифракционной зоны, так как слишком большой диаметр пучка в областях 1 приведет к уменьшению ширины этих областей, поэтому метод ОДЗ можно трансформировать в ИРОСОМВ метод с комбинированным критерием оптимальности (таблица 3.1) для малых периодов с соответствующим ухудшением сглаживающего воздействия расширенного пучка.

Мы теоретически сравнили эффект при применении двух различных методов оптимизации (ОДЗ и ИРОСОМВ, который дает результаты очень близкие к ZВО) для записи линейных решеток с блеском работающих в первом, втором и третьем порядках дифракции. На Рис. 3.15 изображены зависимости дифракционных эффективностей от периода зон T_p , нормированного на M для разных значений среднеквадратичной ошибки позиционирования δx .

Применение метода ОДЗ во 2-ом и 3-м порядках дает наилучшие результаты для всех рассматриваемых δx . Однако для корректного выбора расчетного порядка дифракции, в котором будет работать ДОЭ, необходимо принимать во внимание допуски конкретного процесса изготовления. Эффект ошибки глубины профиля может быть вычислен используя известную формулу [63]:

$$DE = \sin c^2 (\mu M - N),$$

где μ - относительная ошибка глубины профиля, M - порядок дифракции (в нашем случае $M=N$). Для 5% ошибки формула дает падение эффективности около 1% - для $M=1$, 3.3% - для $M=2$, и около 7% - для $M=3$. Это падение изображено на Рис. 3.15 как вертикальные полосы на соответствующих кривых ОДЗ метода для $M=2$ и $M=3$. Падение для $M=1$ не изображено по причине малости в масштабе диаграмм. Анализ графиков с допусками показывает бесполезность использования $M=3$ на практике при современном уровне микротехнологий. Использование второго порядка дает заметное увеличение дифракционной эффективности для почти всех периодов решеток со среднеквадратичными ошибками позиционирования меньше чем 20 нм. Для

больших ошибок лучше использовать первый порядок дифракции с использованием метода ОДЗ для решеток с периодом больше 10 мкм при $\delta x=30$ нм, и больше 6 мкм при $\delta x=40$ нм.

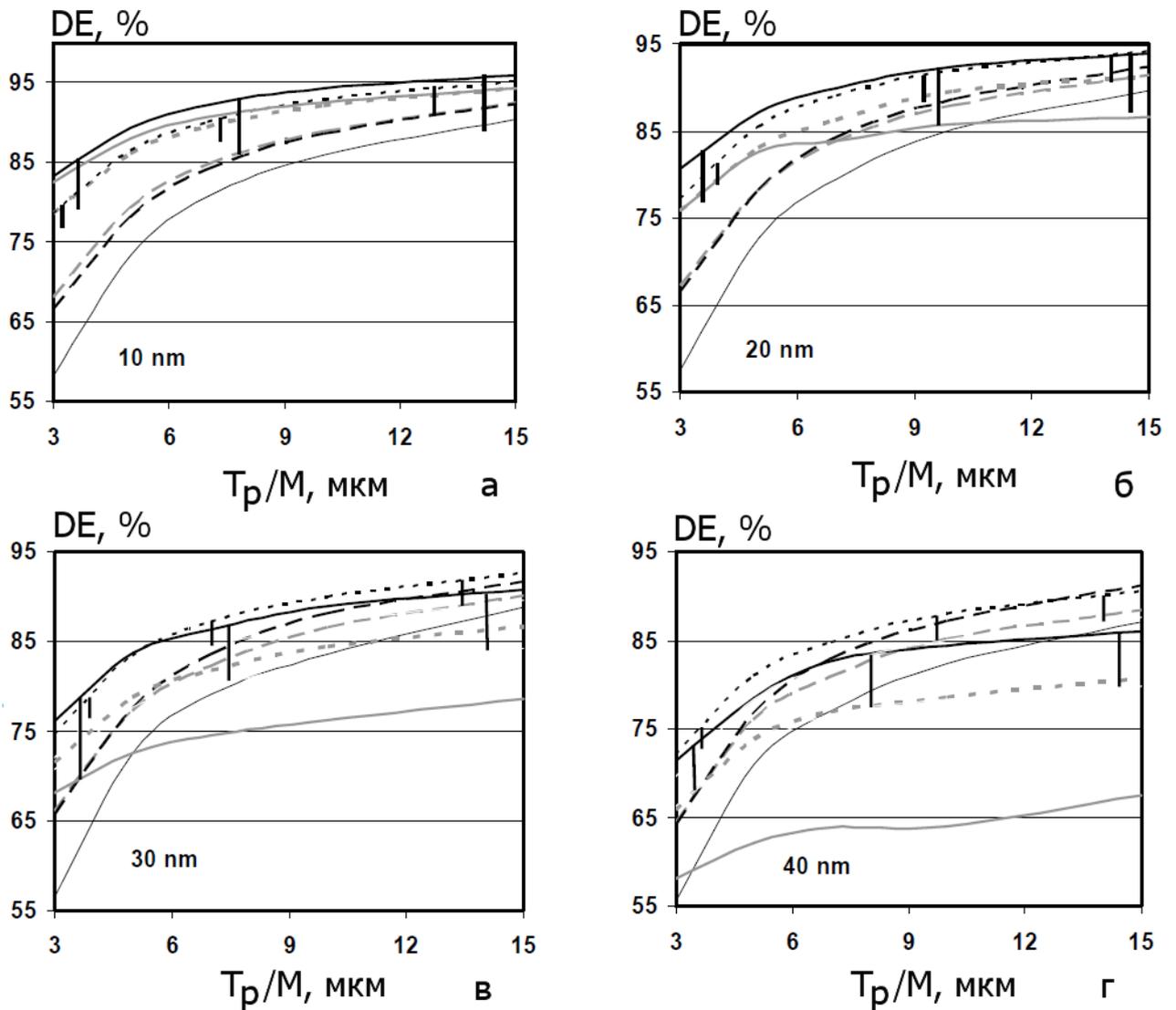


Рис. 3.15. Дифракционная эффективность оптимизированной решетки как функция T_p/M для различных порядков решетки и методов оптимизации: черные кривые – ОДЗ, серые кривые – ИРОСОМВ. Тонкие непрерывные кривые – неоптимизированная решетка $M=1$, толстые непрерывные кривые – $M=3$, пунктирные кривые – $M=2$, штриховые кривые – $M=1$. а – $\delta x=10$ нм, б – $\delta x=20$ нм, в – $\delta x=30$ нм, г – $\delta x=40$ нм. $w=0.6$ мкм. $s=0.25$ мкм.

Существует, по крайней мере, два варианта реализации метода ОДЗ. Простейшим путем реализации метода является расфокусирование записывающего пучка для достижения необходимого размера пятна. Это может быть выполнено достаточно просто для большинства типов записывающих систем, оснащенных подсистемой автофокусировки. Однако, для электромеханических и пьезоэлектрических приводов, которые чаще всего используются в системах автофокусировки, перемещение между фокальными позициями занимает несколько миллисекунд. Поэтому изменение фокальной позиции не может выполняться между соседними пикселями в реальном времени. Разрешить эту проблему можно разбиением области записи ДОЭ на небольшие фрагменты и записывать каждый из них последовательно, сначала с расфокусированным пятном, а затем со сфокусированным пятном. Это позволяет избежать ошибок совмещения областей, экспонированных различными пучками из-за долговременного дрейфа начала координат записывающей системы.

Второй вариант заключается в использовании записывающей системы с двумя лазерами и с двумя оптическими каналами модуляции. Модулированные лазерные пучки совмещаются перед фокусирующим объективом и должны иметь разный диаметр пучка или расходимость для обеспечения разных диаметров пятна в фокальной плоскости объектива. Очевидно, что этот вариант технически более сложный, но позволяет существенно упростить алгоритм записи и увеличить скорость записи за счет устранения необходимости возврата.

Другая проблема заключается в согласовании поглощенной энергии для различных записывающих пятен при реальном применении результатов оптимизации. Отсутствие согласования интенсивностей для обоих пучков будет приводить к появлению скачка в месте примыкания зон 1 и 2 (Рис. 3.14). Особенно реальна эта ситуация при использовании двух лазеров с различными длинами волн. В нашем моделировании распределение интенсивности пучка для обоих записывающих пятен нормированы таким образом, чтобы получить

одинаковую нормированную глубину профиля для случая неоптимизированного набора данных экспозиции при записи отдельно с каждым размером пятна и шагом s . Для преобразования нормализованных интенсивностей к реальным значениям необходимо подобным же образом прокалибровать процесс записи для обоих пятен по отдельности. Для этого необходимо записать две отдельные тестовые линейные решетки с «блеском», используя линейный набор данных $p_L(xi)$ для широкого пучка и $p_S(xi)$ – для узкого пучка. Максимальный уровень мощности в обоих случаях должен быть достаточен для достижения максимальной требуемой глубины профиля H_{max} . Затем функции глубины профиля $H_L(x)$ и $H_S(x)$ для обеих тестовых структур измеряются при помощи профилометра. Используя исходные данные $P_L(x)$ и $P_S(x)$ можно получить обратную характеристику кривых $H_L(P_L)$ и $H_S(P_S)$. Нормированная глубина H_n связана с реальной глубиной H как $H_n = H (n-1)/\lambda M$. Следовательно, реальные наборы данных для экспонирования $p_S(x)$ и $p_L(x)$ могут быть выражены через нормированные наборы данных $P_S(x)$ и $P_L(x)$ как:

$$p_L(x) = H_L^{-1}(\lambda M/(n-1))P_L \quad \text{и} \quad p_S(x) = H_S^{-1}(\lambda M/(n-1))P_S.$$

Для набора данных для экспонирования P_S для меньшего пучка ситуация обстоит немного сложнее. Для оптимизации нам необходимо использовать такие уровни из набора данных, интенсивность которых может превышать максимальный неоптимизированный уровень в 1.5 раза. Следовательно, для правильной калибровки P_S необходимо использовать более толстый фоторезист для тестовой решетки. К сожалению, характеристическая кривая фоторезиста может зависеть от толщины нанесенного слоя из-за изменения режима сушки фоторезиста (в толстом слое сдерживается диффузия растворителя из нижних слоев). Один из возможных путей решения данной проблемы является экстраполяция данных, полученных для диапазона $0...P$ на диапазон $0...1.5P$. Этот способ хорошо подходит для большинства часто используемых фоторезистов при $M=1$.

3.7. Применение приграничной оптимизации к полутоновой фотолитографии с растриванным ПФ

В математической модели прямой лазерной записи на фоторезисте при оптимизации распределения экспозиции методами ZBO и ОДЗ мы считали, что распределение интенсивности в записывающем пучке Гауссово или измеренное экспериментально (рис. 3. 8). Проблема в том, что прямая лазерная запись является только частью многоэтапного процесса, и каждая стадия этого процесса оказывает влияние на окончательную форму профиля. Моделирование всех этих стадий требует значительных вычислительных затрат и требует знания многих характеристик, измерение которых производится на дорогом специализированном оборудовании. Для упрощения и повышения точности моделирования мы предлагаем использовать простую модель, рассматривающую конечный профиль как результат свертки некоторого эквивалентного распределения интенсивности или обобщенной функции рассеяния точки (ОФРТ) $G(x)$, характеризующей весь процесс изготовления с набором данных для экспонирования $P(x)$ [148]:

$$H(x) = \beta(G(x) \otimes P(x)).$$

ОФРТ учитывает влияние прямой лазерной записи, жидкостного химического травления, и других процессов (например, реактивного ионного травления) на форму конечного микрорельефа. В случае достаточно большого периода зон, расчетный профиль микрорельефа может быть аппроксимирован вблизи границы зон как кусочно-постоянная функция $sign(x)$. В этом случае мы можем рассчитать обобщенное распределение интенсивности простым дифференцированием измеренной профилограммы $H(x)$ микрорельефа вблизи границы дифракционной зоны:

$$G(x) = dH(x) / dx .$$

Использование ОФРТ для моделирования позволяет частично скомпенсировать негативные эффекты, возникающие в процессе многоэтапного технологического

процесса. Профилограмма $H(x)$ достаточно узкого обратного ската может быть измерена по сколу образца на электронном микроскопе.

В работе [62] предлагается несколько иной способ определения подобной функции для электронно-лучевой записи $G(x)$, названной авторами «функцией рассеяния точки электронного пучка». Этапы этого способа показаны на Рис. 3. 16. Он включает нахождение формы рельефа изготовленной решетки с помощью измерения распределения интенсивности света, прошедшего через решетку, по дифракционным порядкам и обратный расчет профиля путем восстановления фазы волнового фронта Гершберга-Сакстона [149].

На наш взгляд наш вариант метода более точен, так восстановление профиля решетки по дифракционным порядкам требует очень точного измерения интенсивности в широком динамическом диапазоне.

(a) Распределение заданной дозы экспозиции

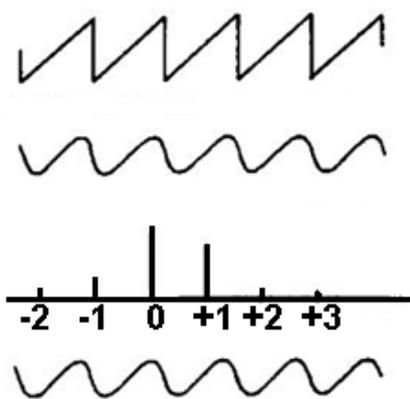
(b) Рельеф, сформированный под действием (a)

(c) Распределение интенсивности по дифракционным порядкам

(d) Рельеф, восстановленный из (c)

е) Электронная передаточная функция

ф) Функция рассеяния точки электронного пучка



$$\frac{F\{(d)\}}{F\{(a)\}}$$

$$F^{-1}\{(e)\}$$

Рис. 3. 16. Оптимизация электронно-лучевой записи.

Проверка предложенного метода оптимизации на основе ОФРТ была осуществлена на примере технология проекционной литографии с

растрированным шаблоном [148,150,151]. Эта технология была впервые исследована А.Г. Полещуком [152] и названа им фоторастровым методом. В настоящее время она широко применяется [153,154,155], из-за простоты, экономической эффективности и надежности. Метод использует бинарный растрированный ПФ, эмулирующий переменную оптическую плотность после пространственной фильтрации. Растрированный ПФ представляет собой решетку с постоянным периодом и переменной скважностью. После уменьшения изображения формируется непрерывное распределение интенсивности на поверхности фоторезиста из-за того, что период растрирования выбирается ниже порога разрешения оптической системы (Рис. 3.17), а скважность изменяется в соответствии с заданной формой рельефа.



Рис. 3.17. Схема полутоновой литографии с растрированным фотошаблоном.

Типичным методом моделирования для варианта с проекционной литографией является фильтрация амплитудного Фурье спектра фотошаблона оптической функцией пропускания объектива. Также предполагается, что профиль в фоторезисте линейно зависит от распределения интенсивности,

которое сформировано полутоновой маской. Однако, из-за искажений в оптической системе проектирования и упомянутых выше технологических эффектов профиль в фоторезисте может значительно отличаться от предсказания простой оптической модели фильтрации. Чтобы оптимизировать растриваемый фотошаблон с целью увеличить эффективность дифракции, необходимо улучшить точность моделирования.

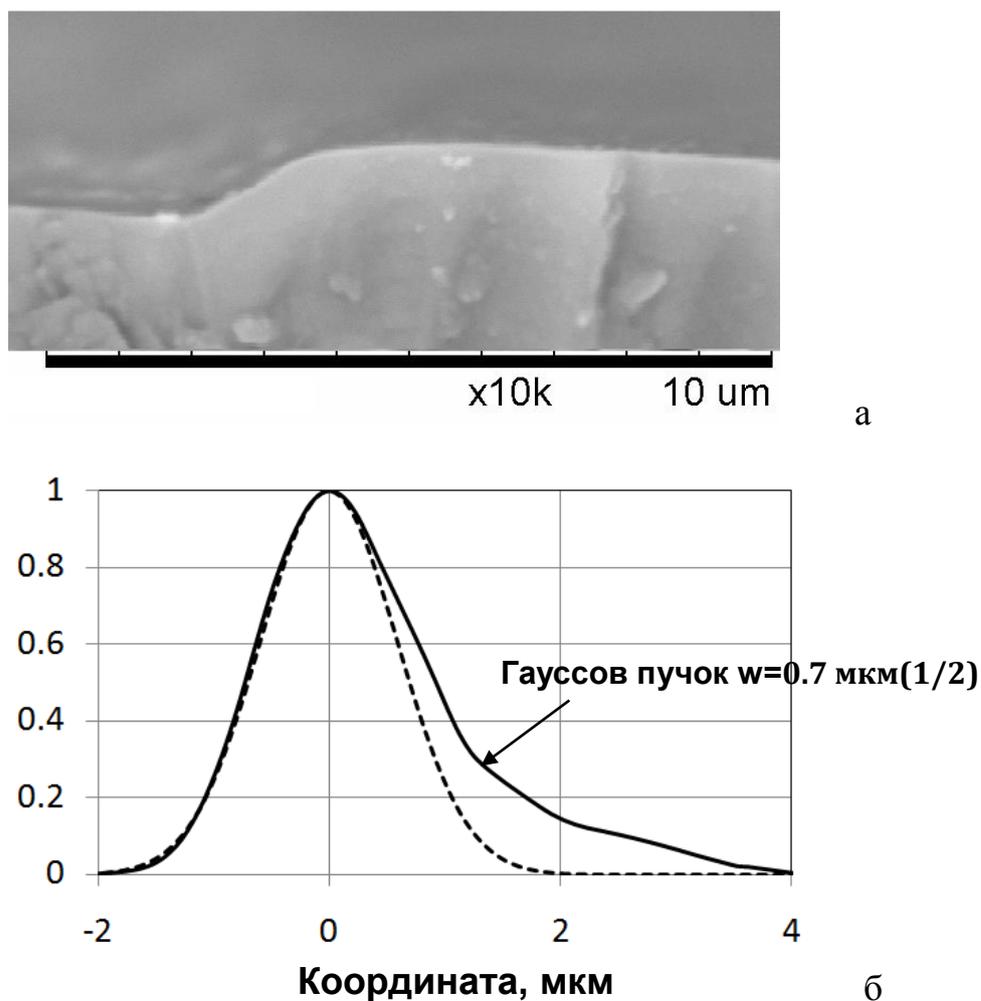


Рис. 3.18. СЭМ микрофотография скола дифракционной структуры, сформированной в плавном кварце (а) и соответствующая ОФРТ (б).

Предложено использовать для этого полуэмпирический подход, основанный на введённой выше обобщенной функции рассеяния точки. Рис. 3.18,а показывает СЭМ микрофотографию скола дифракционной структуры, сформированной в плавном кварце с помощью фоторастрового метода и

реактивного ионного травления. В нашем эксперименте мы использовали проекционную систему с коэффициентом уменьшения 1:10 и числовой апертурой объектива 0.4. Период растрованной маски был 7 мкм. Минимальная ширина прозрачных и непрозрачных линий была 1.2 мкм. Для этих параметров растрованной маски динамический диапазон изменения интенсивности был 1:23. Рис. 3.18, б показывает обобщенную функцию рассеяния точки $G(x)$ нашего технологического процесса. Эта функция была получена дифференцированием профиля, усредненного на нескольких зонах с одного скола дифракционного рельефа (Рис. 3.18, а). Очевидно, такой асимметричный обратный скат не может быть описан только оптической фильтрацией системой проецирования. Однако, свертка асимметричного ОФРТ с расчетной формой профиля может также привести к значительной ошибке реконструкции, если направление фазового скачка расчетного профиля на границах зон не то же самое, что и в измеренном профиле, использованном для определения $G(x)$. Если соответствие направлений скачка при измерении и моделирование будет нарушено, она вызовет неправильную оптимизацию полутонной маски.

Оптимизация растрованного ПФ для компенсации сглаживания обратных скатов требует дальнейшего уменьшения пропускания на темных краях зон маски и увеличения пропускания на ярких краях зон маски. В нашем эксперименте ширина прозрачных и непрозрачных линий не может быть воспроизводимо сделана меньше, чем 1.2 мкм. Следовательно, единственная возможность увеличить пропускание полутонной маски состояла в том, чтобы сделать абсолютно прозрачные или абсолютно непрозрачные периоды растра около границ дифракционных зон. Оптимизация распределения экспозиции на границах зон (подобная описанной выше для прямой лазерной записи) ДОЭ с периодами от 6 мкм до 60 мкм после уменьшения дает решения с одним прозрачным и одним непрозрачным периодом растрования около границы.

Рис. 3.19, а показывает различие между неоптимизированными и оптимизированными профилями. Видно, что обратный скат оптимизированного профиля более крутой, чем на неоптимизированном профиле. Ширина оптимизированного участка на границе зон фотошаблона соответствует 1.4 мкм при 10-кратном уменьшении, в то время как ширина обратного ската превышает 2 мкм. Теоретическое увеличение дифракционной эффективности с оптимизированным растриваемым фотошаблоном показано на Рис. 3.19, б. $DE1$ была вычислена в скалярном приближении. Теоритическое увеличение $DE1$ от оптимизации составило от 20% для периода 6 мкм до 7% для периода 20мкм.

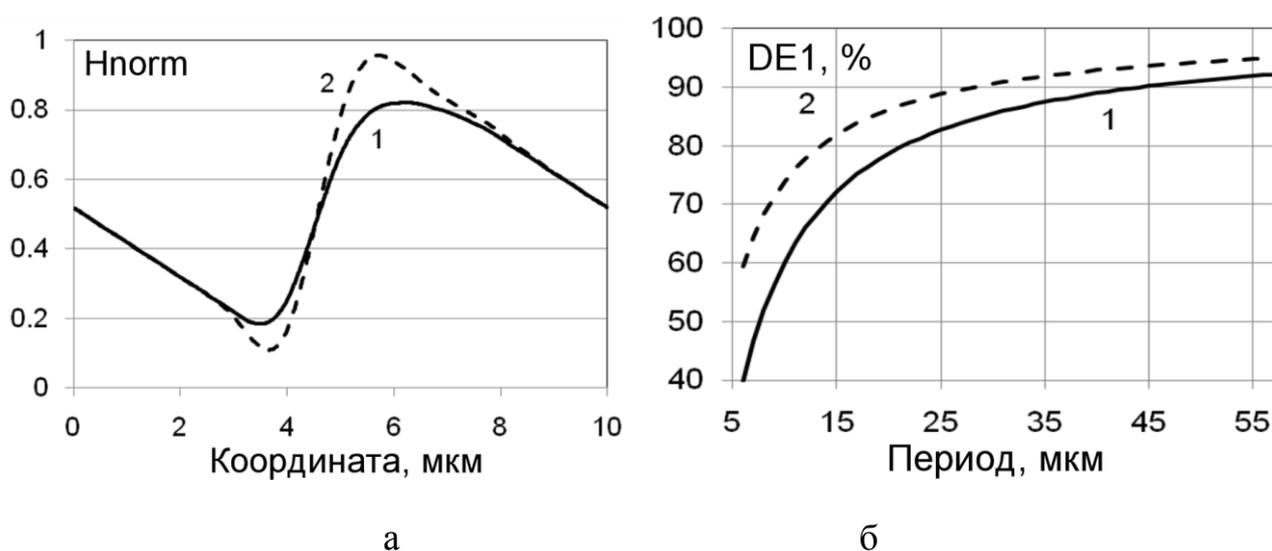


Рис. 3.19. а - нормированный профиль H_n для $T=10\text{мкм}$, 1 и 2 - неоптимизированный и оптимизированный профили, соответственно, б - теоритическая зависимость $DE1$ от периода для фоторастровой технологии: 1 – неоптимизированный профиль, 2 - оптимизированный профиль.

3.8.Обсуждение результатов для оптимизации экспозиции

Проведенные исследования продемонстрировали, что метод ZBO приграничной оптимизации для прямой записи по фоторезисту может значительно повысить дифракционную эффективность ДОЭ с непрерывным рельефом. Эффект достигается за счет оптимизации всего 3-6 переменных вместо оптимизации отдельных пиксель из огромных массивов данных,

описывающих сложные ДОЭ. Это частично компенсирует сглаживание желаемого профиля поверхности из-за конечного размера распределения интенсивности пучка. По данным компьютерного моделирования, приграничная оптимизация с записывающим пучком диаметром 0.6 мкм и диапазоном относительной интенсивности 0-1.3 дает выигрыш в дифракционной эффективности от 4 до 14% при изменении периода дифракционных зон от 3 до 10 мкм, соответственно. Измерения изготовленных DOE продемонстрировали достижение дифракционной эффективности 65-90% для периодов зон в пределах 4-10 мкм. Реальное увеличение эффективности для диапазона периодов 3-4 мкм не является надежным. Дальнейший рост дифракционной эффективности для малых периодов возможен при расчете дифракционной эффективности в рамках более точного приближения. Кроме этого необходимо использовать эквивалентное распределение интенсивности, рассчитанное с учетом измеренного обратного ската. Расширение диапазона модуляции интенсивности пучка может дать дальнейшее значительное повышение эффективности при высокой точности позиционирования луча и контроля мощности лазерного пучка.

Главная проблема метода индивидуально пиксельной оптимизации заключается в трудности его применения к реальным ДОЭ с широким диапазоном периодов и двумерной области задания фазы. Приграничная оптимизация может быть достаточно легко применена для этой ситуации. Предложенный подход был реализован для круговой системы лазерной записи, но нет никаких принципиальных ограничений, чтобы применять его для x-y лазерных и электронно-лучевых систем записи.

3.9.Метод контурной маски

Проблема сглаживания обратных скатов при формировании кусочно-непрерывного рельефа в фоторезисте может быть решена путем комбинирования преимуществ бинарной многошаблонной и аналоговой технологий –

вертикальные края зон, формируемые при «сухом» травлении через металлическую маску, и пологий наклонный рельеф между границами, достигаемый при полутоновой технологии. Несколько вариантов такого процесса предложены в [156]. Один из них, основанный на объемной контурной маске (ОКМ), показан на Рис. 3.20, а.

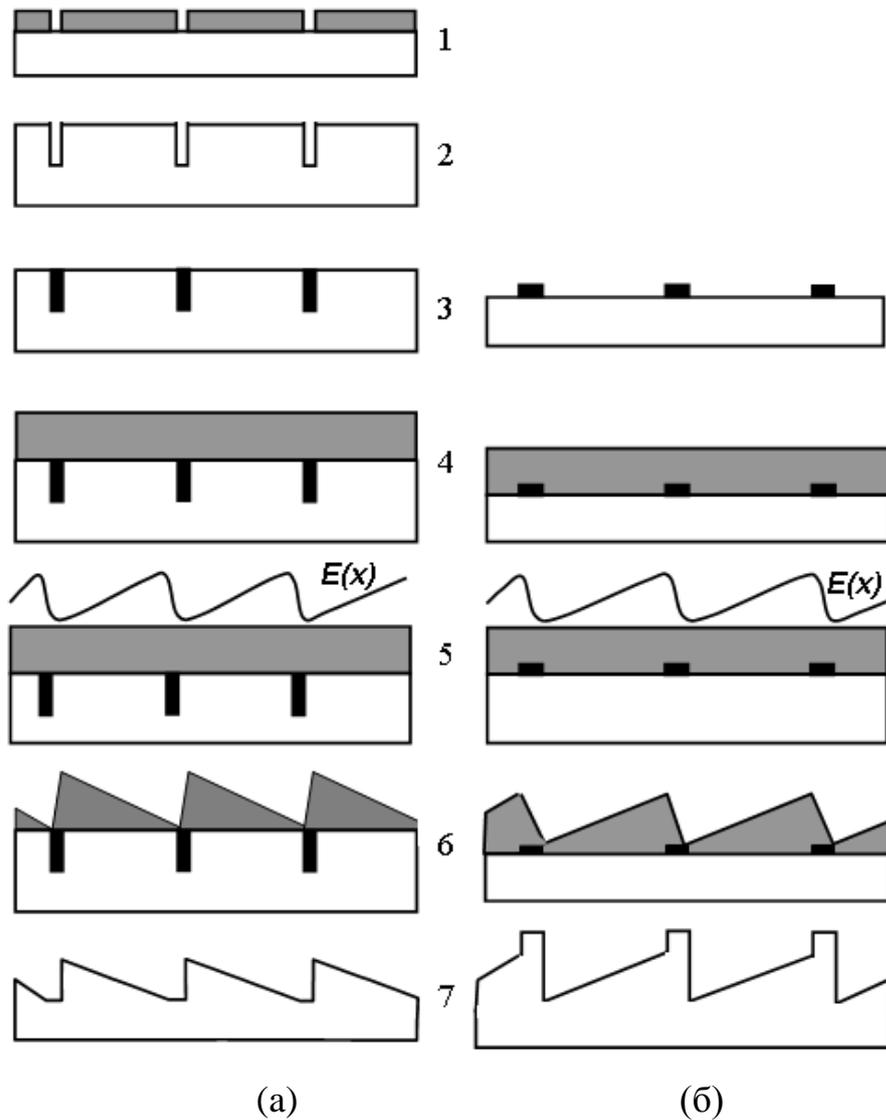


Рис. 3.20. Варианты методов с контурными масками: (а) – ОКМ [156], (б) –с ПКМ.

Он включает следующие этапы: (1) формирование окон в резисте на границе дифракционных зон; (2) ионно-плазменное травление подложки через окна в резисте; (3) напыление на подложку слоя алюминия с толщиной, превышающей

глубину вытравленных канавок ОКМ, и выполнение операции химико-механической планаризации [157] до удаления алюминия с плоской поверхности подложки (остается только объемная контурная маска в канавках); (4) нанесение фоторезиста на подложку с ОКМ; (5) экспонирование фоторезиста через ПФ с предварительным совмещением ПФ и контурной маски; (6) проявление фоторезиста; (7) перенос рельефа с поверхности фоторезиста в подложку с помощью РИТ и последующее стравливание контурной маски. Сложность этого процесса очевидна. Требуется не только совмещенный комплект из двух масок – полутоновой и бинарной - но и двукратное повторение операций сухого травления, а также выполнения сложной и дорогостоящей операции химико-механической планаризации. Поставленная задача может быть решена с использованием более простого оптимизированного метода контурной маски (ОМКМ) [158].

3.9.1. Оптимизированный метод контурной маски

В предлагаемом методе используется поверхностная контурная маска (ПКМ), выполняемая в виде тонкопленочных металлических линий вдоль границ дифракционных зон, без внедрения вглубь подложки. Существенной разницы между маской с вертикальными стенками, создаваемыми по методу, описанному в работе [156], и поверхностной металлической маской нет по причине того, что канавки вдоль границ зон в работе [156] создаются путем травления через поверхностную маску в фоторезисте. Селективность сухого травления тонкой пленки хрома по отношению к плавленому кварцу в десятки раз выше, чем у фоторезиста, что позволяет получать практически вертикальные стенки канавок [159]. Кроме этого полное заполнение узкой канавки алюминием путем напыления представляется затруднительным при глубине канавки существенно большей, чем ее ширина. В то же время получение поверхностной тонкопленочной (50-70 нм) хромовой маски не представляет особого труда и может быть осуществлено как фотолитографическими методами, так и термохимической лазерной записью [46].

Изготовление высокоэффективного ДОЭ по методу ОМКМ включает последовательность основных операций, показанных на Рис. 3.20, б. Различие с методом на Рис. 3.20, а заключается в более простом способе получения контурной маски. Полутоновое распределение поглощенной энергии $E(x)$ может быть создано с помощью полутонового или растрового фотошаблона, так и с помощью лазерной или электронно-лучевой записи. Естественным требованием к экспонирующему устройству является наличие подсистемы совмещения ПКМ с полутоновым распределением экспозиции. Таким образом, предлагаемый процесс содержит только одну операцию сухого травления и не требует применения дорогостоящей химико-механической планаризации. Кроме этого ОМКМ включает оптимизацию и геометрических характеристик контурной маски и формируемого с ее помощью рельефа. Моделирование дифракции света на линейной решетке, сформированной ОМКМ, показало, что ширина линий ПКМ и глубина травления через нее могут быть оптимизированы с существенным повышением дифракционной эффективности.

3.9.2. Оптимизация параметров технологического процесса с контурной маской

Процесс формирования рельефа моделировался как процесс прямой лазерной записи по резисту сфокусированным пучком с гауссовым распределением интенсивности (см. параграф 3.1). Рельеф, получаемый травлением через контурную маску, моделировался заменой части обратного ската на границах дифракционных зон на выступ с плоской вершиной и вертикальными стенками Рис. 3.21, а. Выступ имел заданную ширину D и глубину ΔH , по отношению к наивысшей точке рельефа идеальной дифракционной решетки. Ширина обратного ската BWS определялась как расстояние между максимумом и минимумом высоты рельефа на границе зон. Глубина идеального профиля (показан штриховыми линиями на Рис. 3.21, а) H в расчетах принят равным 1 при фазовом скачке 2π на границах дифракционных

зон. Для сравнения с результатами по различным методам оптимизации распределения экспозиции, полученными в работе [63], были выбраны те же параметры записывающего пучка: диаметр $w=1,65$ мкм (по уровню 0.5 от максимума или 1,4 мкм радиус по уровню e^{-2} как определено в работе [11]) и величина пошагового перемещения пятна $s=0,4$ мкм. Расчет дифракционной эффективности в первом $DE1$ и нулевом $DE0$ порядках дифракции производился в также рамках скалярной теории дифракции.

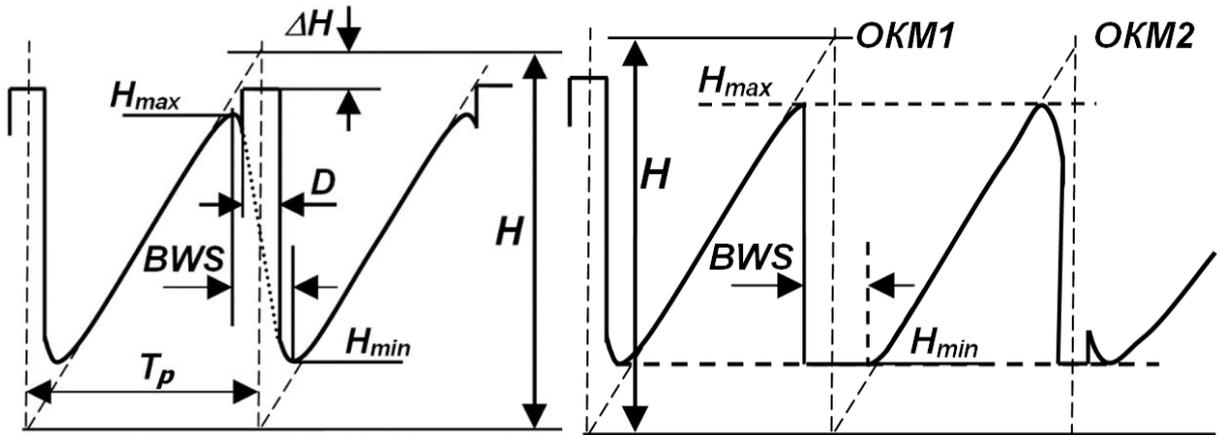


Рис. 3.21. Форма рельефа дифракционных зон, сформированных различными методами с использованием контурных масок: а – с ПКМ, б – с ОКМ, имеющими разную ширину канавок (ОКМ1 – ширина равна BWS , ОКМ2 – ширина равна $0.4 \cdot BWS$). H – глубина рельефа идеальной линейной решетки с периодом T_p .

Произведенные расчеты с вариацией D и ΔH , показали, что оптимальная величина ΔH для повышения $DE1$ равна 0 для всех периодов. В то же время оптимальная величина D зависит от периода и от целевой функции оптимизации – максимума $DE1$ (далее обозначим как $D1$) или минимума $DE0$ (далее обозначим как $D0$). На Рис. 3. 22 показаны графики зависимости дифракционной эффективности в первом порядке от периода решетки для оптимизации с критерием оптимальности по минимуму $DE0$ и с критерием оптимальности по максимуму $DE1$. Разница довольно существенна для малых периодов. Поэтому

выбор оптимальной ширины D на практике должен основываться на требованиях конкретной задачи в отношении нулевого и первого порядков дифракции.

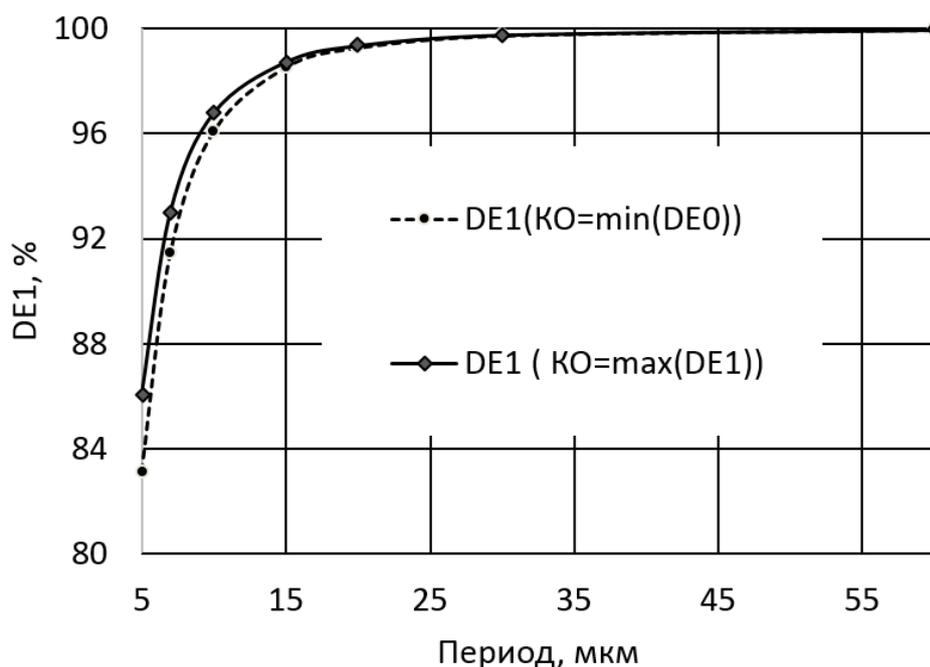


Рис. 3. 22. Зависимость дифракционной эффективности в первом порядке от периода решетки для оптимизации по минимуму DE0 (пунктирная кривая) и для оптимизации по максимуму DE1.

На Рис. 3.23 показаны зависимости нормированной ширины линий $D1/w$ и $D0/w$ от нормированного периода решетки T_p/w . Из графика видно, что наиболее интересная для практики $D1/w$ должна увеличиваться с ростом периода дифракционных зон от 0.9 до 1.8 по зависимости, аппроксимируемой с высокой точностью выражением $D1/w=0.3136 \cdot \ln(T_p/w)+0.5407$. При этом ширины линий, нормированные на ширину обратного ската BWS - $D1/BWS$ и $D0/BWS$ - остаются практически неизменной. Среднее значение $D1/BWS$ в изученном диапазоне периодов равняется 0.72, а среднее значение $D0/BWS$ равно 0.85. Зависимость ширины обратного ската от периода (кривая BWS/w) показывает расширение области отклонения от идеального рельефа с увеличением периода, что требует расширения линий контурной маски. Найденные зависимости $D1/w$ и $D0/w$

существенно отличают предлагаемый метод ОМКМ от известного [156], где вопрос ширины элементов контурной маски вообще не рассматривается.

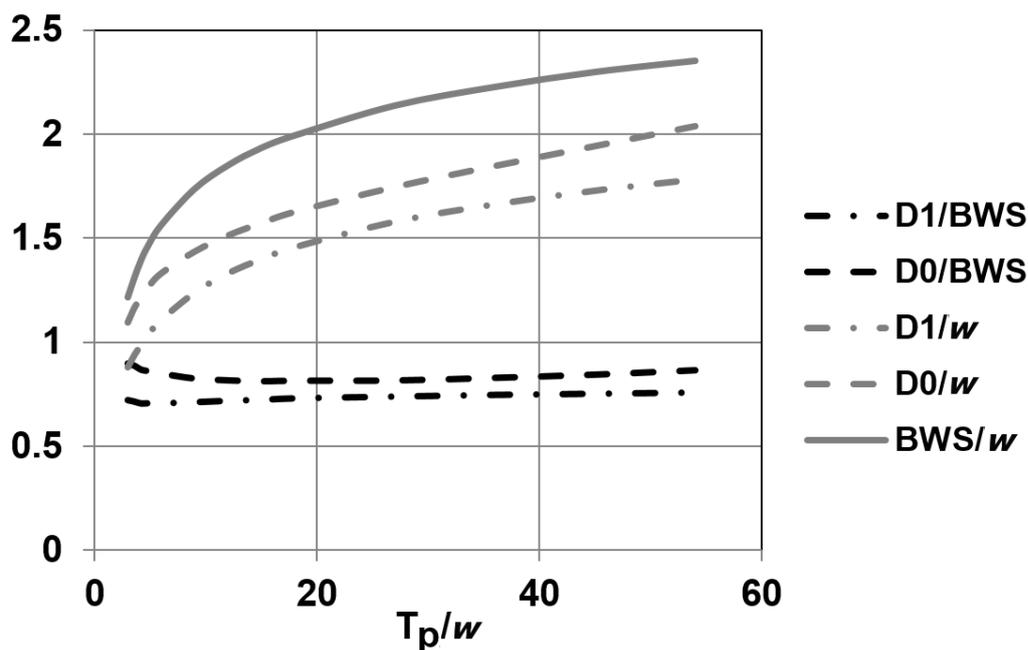


Рис. 3.23. Графики зависимостей от нормированного периода решетки нормированных значений ширины линий ПКМ, оптимизированных по максимуму $DE1$ ($D1/BWS$ и $D1/w$) или по минимуму $DE0$ ($D0/BWS$ и $D0/w$) и зависимость нормированной ширины обратного ската BWS/w от T_p/w .

3.9.3. Упрощенная экспериментальная проверка ОМКМ

Упрощенная экспериментальная проверка ОМКМ была проведена на растянутом в горизонтальной плоскости рельефе в фоторезисте, сформированном полностью с помощью прямой лазерной записи. Сглаженный рельеф моделировался треугольным рельефом Рис. 3.24, а с обратным скатом, имеющим наклон более крутой, чем рабочая часть дифракционной зоны. Форма, получаемая методом контурной маски, эмулировалась также с помощью прямой лазерной записи в виде выступа с плоской вершиной (Рис. 3.24, б). Масштабирование рельефа в горизонтальной плоскости было необходимо для упрощения характеристики формы рельефа с помощью профилометра – интерферометра белого света WLI (Германия).

Рис. 3.24, с показывает расчетную и измеренную дифракционную эффективность для этого рельефа в зависимости от k - отношения ширины рабочей части дифракционных зон к их периоду. Экспериментальные результаты демонстрируют существенное увеличение дифракционной эффективности для рельефа со ступенькой, показанного на Рис. 3.24, б по сравнению с рельефом, показанным на Рис. 3.24, а.

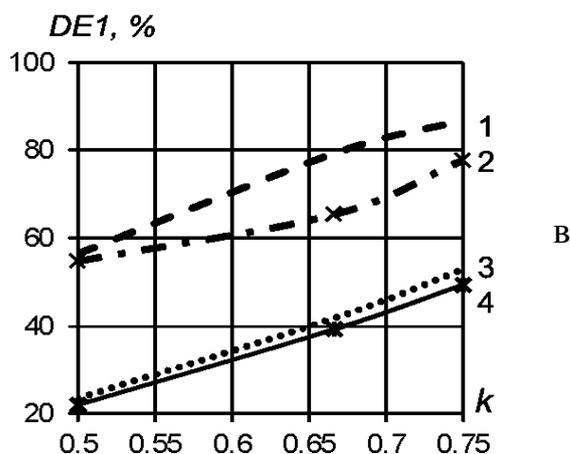
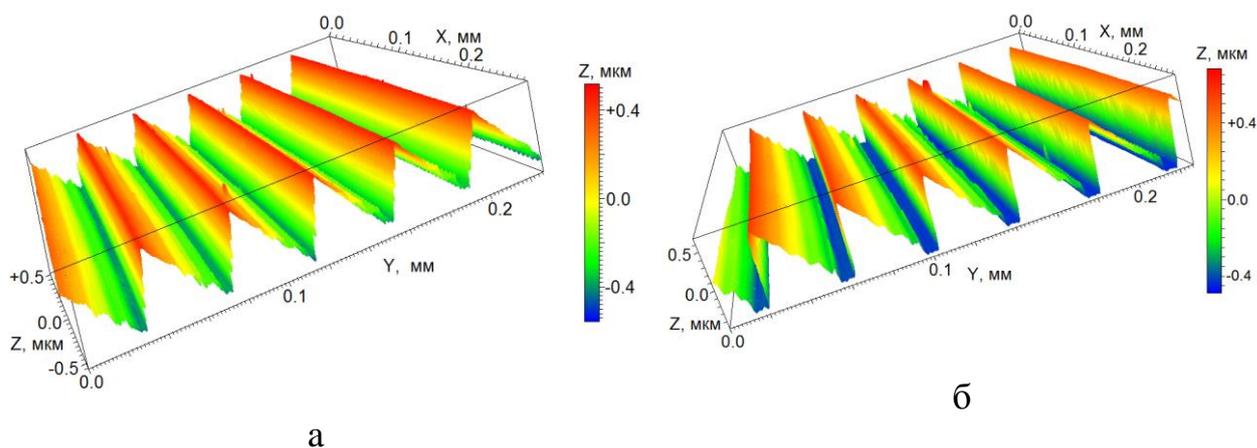


Рис. 3.24. Профилограммы двух вариантов профиля изготовленного для проверки метода: а – треугольный рельеф, б – рельеф с выступом, моделирующим результат действия ПКМ. в - зависимости $DEI(k)$: 1 и 2 – графики для рельефа с выступом, 3 и 4 – для треугольного рельефа, 1 и 3 – расчетные данные, 2 и 4 – экспериментальные данные.

3.9.4. Влияние ошибок процесса изготовления

Для реального применения предложенного метода необходимо знать его чувствительность к ошибкам, возникающим в процессе выполнения этапов

технологического процесса. Ниже приведены результаты моделирования влияния трех основных специфических источников погрешностей [160]: формирование линий ПКМ заданной ширины, совмещение ПКМ с границами дифракционных зон и перенос рельефа из фоторезиста в подложку сухим травлением. Параметры модели были выбраны такие же, как и в параграфе 2. Однако для общности результатов ошибки изготовления и периоды решеток T_p , для которых проводятся вычисления, даются нормированными на диаметр записывающего пучка w . Моделирование проводилось для T_p/w , изменяющемся в диапазоне от 3 до 36.

Для удобства сравнения влияния ошибок изготовления на дифракционную эффективность в нулевом и первом порядках дифракции далее вместо $DE1$ будет использоваться относительное изменение $dDE1$, определяемое следующим образом:

$$dDE1 = (DE1 - \max(DE1)) / \max(DE1)$$

где $\max(DE1)$ – максимум $DE1$ для данной величины периода решетки, рассчитанный для ситуации без ошибок. Зависимость $DE1$, при которой $dDE1=0$, от периода линейной решетки дается кривой ОКМ на Рис. 3. 22.

3.9.5. Ошибка ширины линий контурной маски

Ошибка ширины линий контурной маски D может быть вызвана несколькими причинами: технологическими ошибками, ошибкой расчета D по ошибочно измеренной BWS и алгоритмической невозможностью записи ПКМ с расчетной $D(T_p)$ для ДОЭ со сложной топологией. На Рис. 3.25, а и б показана зависимость $DE0$ и $dDE1$ от нормированной ширины линий контурной маски D/w при различных T_p/w . Положение экстремумов этих зависимостей следуют кривым для нормированной ширины линий ПКМ, показанным на Рис. 3.23. Для определения зависимости $D(T_p)$ в общем случае необходимо измерить ширину обратного ската для нескольких значений периода решеток.

Определение с достаточной точностью максимума и минимума глубины рельефа может быть осуществлено с помощью электронной или атомно-силовой микроскопии для мелких периодов с достаточно большой крутизной полезного ската дифракционных зон, подобных показанным на Рис. 3.20. При увеличении периода идентифицировать экстремумы рельефа становится трудно. Но фактически при $T_p/w > 20$ (Рис. 3.25, а и б) ширину линий контурной маски можно не менять, так как экстремумы зависимостей дифракционной эффективности становятся весьма слабо выраженными.

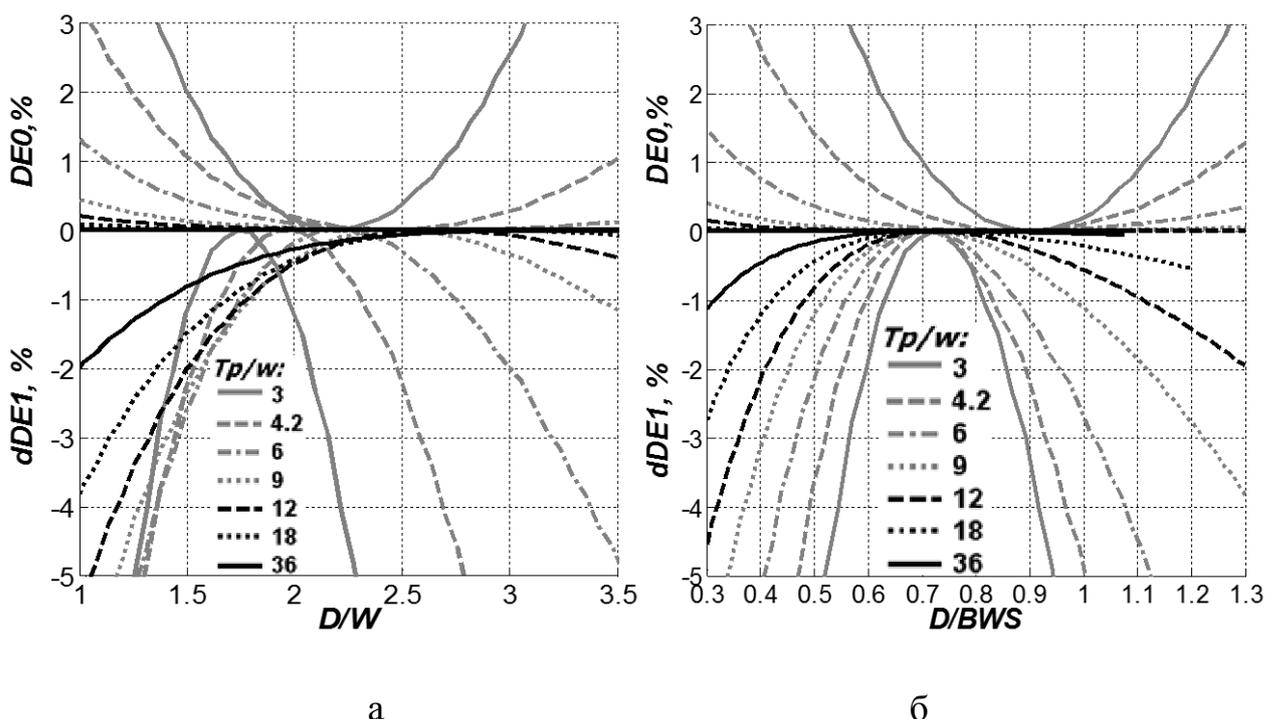


Рис. 3.25. Зависимости $dDE1$ (кривые ниже 0 по оси ординат) и $DE0$ (кривые выше 0 по оси ординат) от D/w (а) и D/BWS (б) для T_p/w от 3 до 36.

Анализ кривых на Рис. 3.25 показывает, что при ошибке D до $\pm 20\%$ позволяет сохранить $DE0$ ниже 1%. При этом относительное падение $dDE1$ не превысит 2.5%. Это особенно важно для применений, связанных с построением изображения, и аксиально-симметричных ДОО. К ошибке величины D наиболее чувствительны решетки с периодом до $6w$.

3.9.6. Погрешность совмещения.

Расчет влияния относительной погрешности совмещения dS/w велся для D , оптимизированной как по максимуму $DE1$ (Рис. 3.26, а и б), так и по минимуму $DE0$ (Рис. 3.26, в и г). Анализируются решетки, имеющие нормированный период T_p/w от 3 до 36. На Рис. 3.26, б и г отрезками горизонтальных линий такого же типа как кривые показаны величины $DE1$ для решеток, сформированных без контурной маски.

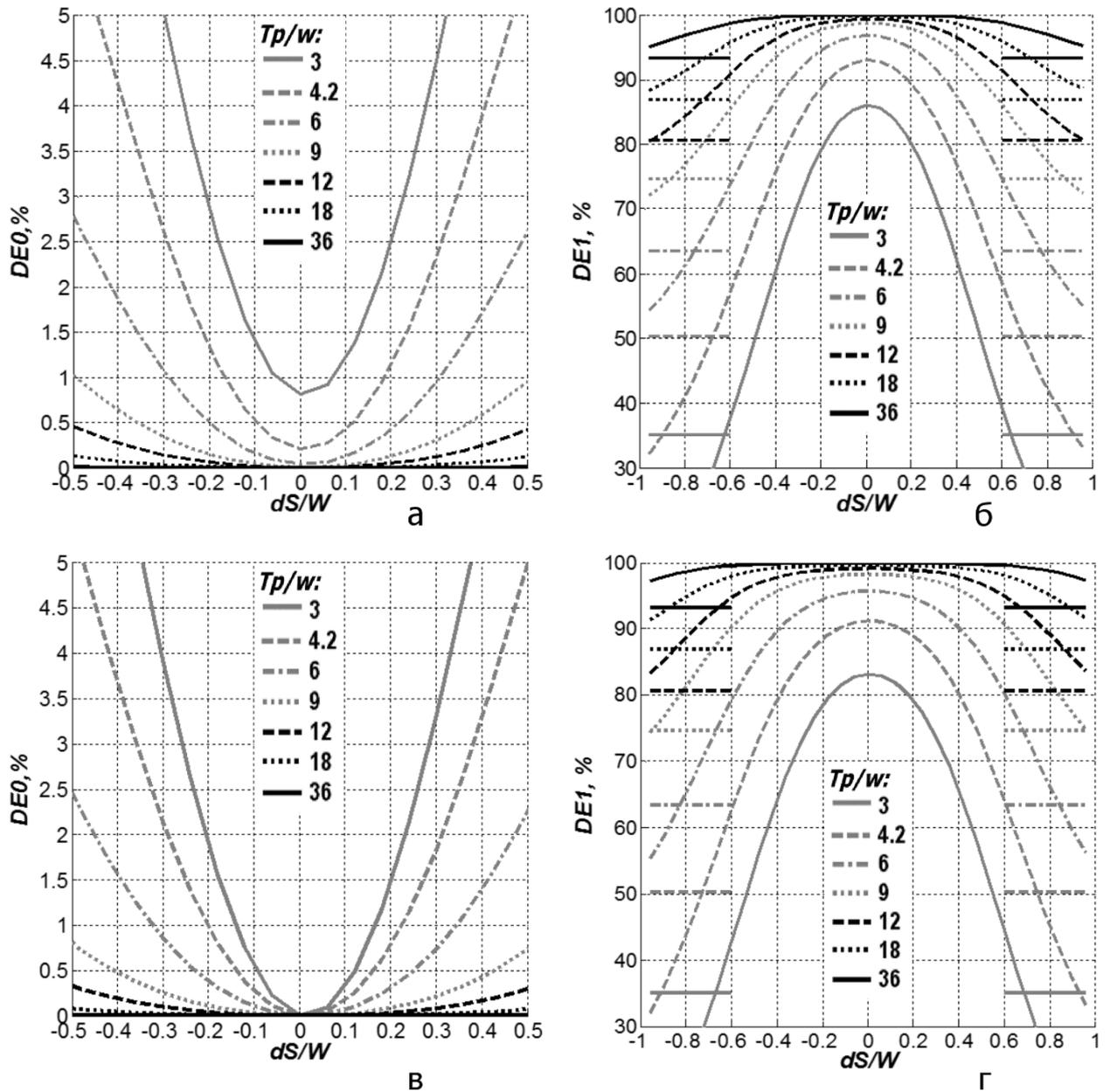


Рис. 3.26. Зависимости $DE0$ (а, в) и $DE1$ (б, г) от относительной ошибки совмещения при различных T_p/w и ширине линий ПКМ $D1$ (а,б) и $D0$ (в,г).

Нормировка ошибки совмещения dS на диаметр записывающего пятна оправдана в силу того, что контурная маска вероятнее всего изготавливается тем же устройством, которое в дальнейшем применяется для полутонного экспонирования резиста. Подсистема совмещения также может использовать записывающий световой пучок для поиска меток совмещения, и ее точность будет зависеть от диаметра этого пучка. Если ошибка совмещения не превышает $\pm 10\%$ диаметра пучка, то увеличение $DE0$ не превысит 0.7% , а падение $DE1$ – 2% . При увеличении ошибки до $\pm 20\%$, $DE0$ резко возрастет до 2.1% , а падение $DE1$ достигнет 6% для малых периодов. Такие изменения уже могут рассматриваться как критические для некоторых применений. Из Рис. 3.26, в и г следует, что при оптимизации по минимуму нулевого порядка чувствительность к ошибкам совмещения уменьшается, в особенности для $DE1$. Но платой за этой, как следует из Рис. 3.25 является падение $DE1$ до 3% для $T_p/w=3$. Таким образом, выигрыш в эффективности не достигается. Из Рис. 3.26, б и г видно, что если ошибка совмещения превышает 0.6 ширины линий контурной маски, то ее применение становится малоэффективным.

3.9.7. Ошибка глубины травления

При переносе кусочно-непрерывного рельефа ДОЭ из пленки фоторезиста в подложку время травления выбирается достаточным для того, чтобы рельеф полностью перешел в материал подложки. Превышение этого времени не оказывает особого влияния на форму кусочно-непрерывного рельефа. В случае использования контурной маски выбор момента окончания травления становится критическим параметром, который может привести к ошибке формы выступа, образуемого контурной маской. Под ошибкой травления ниже понимается относительное отклонение $\Delta H/H$ высоты выступов, сформированных контурной маской на границе дифракционных зон, от расчетного значения H глубины дифракционной решетки (Рис. 3.21, а). При этом предполагается, что рабочая наклонная часть дифракционных зон имеет расчетный наклон. Как и в предыдущем пункте, расчеты велись для D/w ,

оптимизированной как по максимуму DEI (Рис. 3.27, а), так и по минимуму DEO (Рис. 3.27, б).

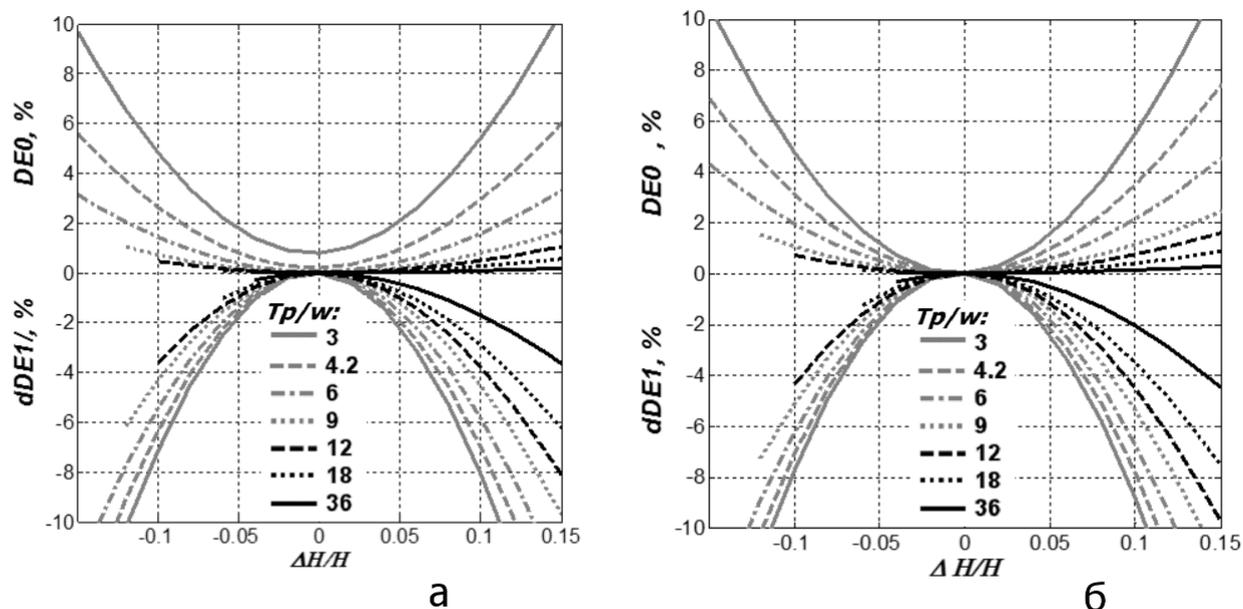


Рис. 3.27. Влияние $\Delta H/H$ на DEO и $dDEI$ при различных значениях T_p/w и ширины линий ПКМ ширине линий ПКМ равной $D1$ (а) и $D0$ (б).

На практике изменение скорости травления от загрузки к загрузке может достигать $\pm 5\%$, что приводит к аналогичной ошибке $\Delta H/H$. Из Рис. 3.28 следует, что такая ошибка приведет к приращению DEO до 1.5% и падению DEI почти до 3% . Ее влияние уменьшается только при $T_p/w > 12$. В связи с этим правильное определение момента окончания травления является критическим параметром предлагаемого метода. Проблема может быть решена с помощью тестовой бинарной структуры размещенной рядом с рабочей областью ДОЭ (Рис. 3.28). Максимум и минимум экспозиции для записи тестовой структуры должен быть таким же, как для записи основного кусочно-непрерывного рельефа. Ширина плоских верхней и нижней частей теста должна быть не менее $10 \cdot W$ и достаточно большой для надежного измерения с помощью профилометра. Момент окончания травления определяется как время полного удаления фоторезиста с выступов тестовой структуры.

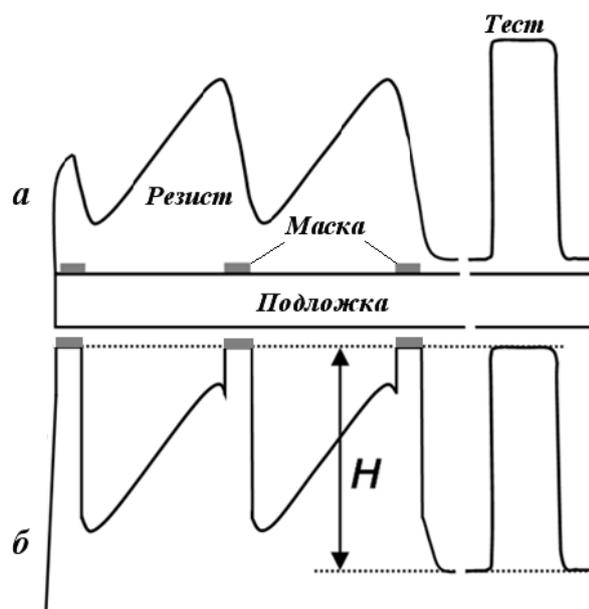


Рис. 3.28. Профиль решетки с тестовой структурой в резисте (а) и после ионного травления (б).

Изменение селективности травления по сравнению с расчетной величиной приводит к масштабной ошибке μ , которая обычно лежит в пределах 0.9...1.1. Эта ошибка влияет на дифракционную эффективность ДОЭ сформированного с помощью метода контурной маски, так же, как и для обычной решетки с кусочно-непрерывным рельефом, но с некоторыми отличиями. На Рис. 3.29, а показана зависимость дифракционной эффективности в первом порядке от масштабной ошибки для решеток с различным нормированным периодом, а на Рис. 3.29, б показана для сравнения такая же зависимость для решетки, сформированной без контурной маски.

В случае применения контурной маски DEI только немного увеличивается (<1%) для периодов $T_p/w < 10$ при увеличении глубины на несколько процентов (до 6% для $T_p/w = 3$). Для обычной же записи эффективность растет вследствие известного эффекта линейного масштабирования глубины [63] вплоть до 50% превышения глубины $T_p/w = 3$. Эффект линейного масштабирования иногда используется для увеличения дифракционной эффективности, но приводит при

этом к искажениям волнового фронта. Для случая применения контурной маски линейное масштабирование не приносит практически никакой выгоды.

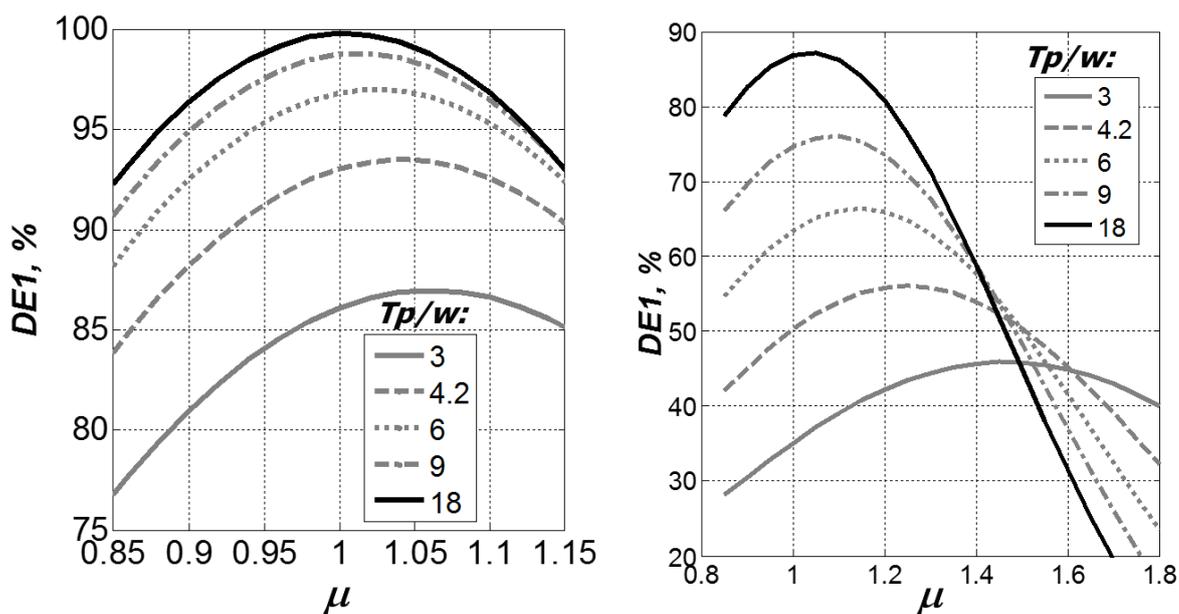


Рис. 3.29. Зависимость дифракционной эффективности в первом порядке от масштабной ошибки для решеток с различным нормированным периодом T_p/w , сформированных с контурной маской (а) и без нее (б).

При применении метода контурной маски вариация коэффициента селективности на $\pm 10\%$ дает ассиметричное уменьшение эффективности в первом порядке от -5% до -1.2% для $T_p/w = 3$, и от -3.7% до -3.1% для $T_p/w = 18$. В то же время DE_0 увеличивается на $0.8-1.5\%$ при тех же самых параметрах.

3.10. Сравнение различных методов увеличения дифракционной эффективности

Для определения обоснованности использования дополнительного технологического процесса формирования ПКМ полезно сравнить дифракционную эффективность ОКМ и методов оптимизации распределения экспозиции, обсужденных ранее. На Рис. 3. 30 продемонстрировано преимущество ОКМ над другими методами повышения дифракционной эффективности (DE) в зависимости от нормализованного периода зон $T_p/(M \cdot R_s)$, где R_s – радиус записывающего пучка по уровню e^{-2} , M – порядок дифракции.

Нормировка выбрана точно также как в работе [63] чтобы облегчить сравнение результатов и сделать не зависимыми от диаметра записывающего пучка. Кривые CM1-CM3 относятся к ОКМ для линейных решеток, работающих в порядке дифракции с 1-го по 3-ий. Аналогично кривые M1-M3 относятся к неоптимизированной прямой записи при M, равном от 1 до 3. Кривая Diff дает зависимость для дифференциального алгоритма [62, 63], SQP – метод последовательного квадратичного программирования [63], ZBO6 – ZBO метод с 6-ти ступенчатой СПФ. Если взять во внимание жесткие требования на глубину рельефа при работе в высоких порядках дифракции [63] можно заключить, что ОКМ при $M=1$ делает бесполезным использование высоких порядков дифракции для увеличения дифракционной эффективности.

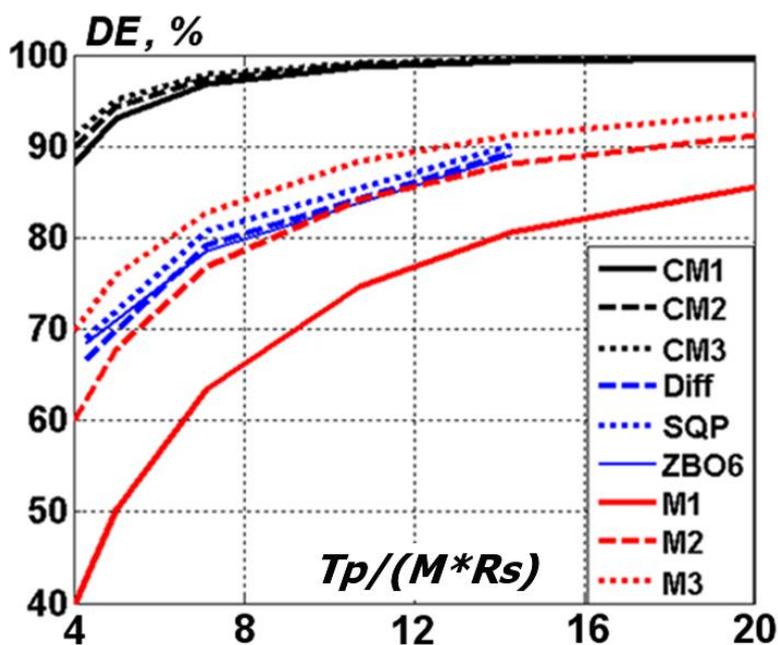


Рис. 3. 30. Зависимость дифракционной эффективности от периода решеток, сформированных ОКМ и различными методами оптимизации.

Предложенный метод может быть полезен для систем лазерной, электронно-лучевой и проекционной литографии, формирующих рельеф в резисте с обратным скатом шириной более 1 мкм, так как позволяет существенно улучшить качество изготавливаемых дифракционных структур. Однако, технологические системы для его реализации должны иметь систему

совмещения с микроструктурой, записанной на предыдущем этапе. Для лазерной и проекционной литографии необходимо делать маску с антиотражающим покрытием для уменьшения ее влияния на систему автофокусировки.

Оптимизированный метод контурной маски сочетает преимущества аналоговых и бинарных процессов. Он позволяет резко увеличить дифракционную эффективность в первом порядке дифракции и сократить интенсивность нулевого порядка. Средняя оптимальная ширина линий контурной маски равна 0.72 от ширины обратного ската для получения максимума нулевого порядка и 0.85 - для минимума нулевого порядка.

Анализ чувствительности ОМКМ к ошибкам изготовления показывает, что отклонение ширины линий ПКМ от расчётных значений может достигать $\pm 20\%$. Ошибка совмещения по возможности не должна превышать $\pm 10\%$ диаметра экспонирующего фоторезист пучка. Наиболее критичной является ошибка глубины травления, которая не должна превышать $\pm 5\%$ от глубины идеальной решетки. Метод контурной маски может быть применен как для фотолитографических технологий, так и для прямой лазерной записи по фоторезисту. По принципу работы ОМКМ близок к идее оптимизированной двойной записи [145] с экспонированием приграничной области дифракционных зон более узким записывающим пучком, чем для пологой их части. Линии контурной маски заменяют действие узкого пучка. Фактически метод ОМКМ дает возможность использовать на КЛЗС пучок с диаметром 1.2-1.5 мкм, что существенно снижает чувствительность рельефа к ошибкам позиционирования пучка (Рис. 3.4) и паразитное светорассеяние из-за сглаживания рельефа. Увеличение шага радиального сканирования соответственно диаметру пучка позволяет пропорционально поднять скорость записи ДОЭ при улучшении эффективности элемента. Однако необходимо учитывать, что увеличение шага сканирования снижает количество фазовых уровней до величины не более T_p/s .

Для проектирования контурной маски могут быть применены подходы, описанные в работе [145] для расчета ступенчатой передаточной функции при

оптимизации распределения экспозиции, создаваемого прямой лазерной записью по фоторезисту. При реализации ОМКМ на установках прямой лазерной записи необходимо использовать ПКМ с пониженным коэффициентом отражения, чтобы уменьшить влияние на систему автофокусировки лазерного пучка.

Повышение энергетической эффективности рельефно-фазовых оптических элементов, связано не только с их дифракционной эффективностью, но и с уменьшением отражения от поверхностей элемента. Проблемой ДОЭ в этом смысле является то, что при напылении антиотражающего покрытия происходит изменение геометрии дифракционных зон из-за напыления покрытия на обратные скаты [161]. Это существенно снижает качество ДОЭ с высокой апертурой. Существует возможность снижать отражение оптических поверхностей с помощью субволновых решеток. Такие решетки работают в нулевом порядке дифракции и изменяют эффективный показатель преломления приповерхностного слоя материала. Однако их антиотражающие свойства зависят от поляризации в случае линейных субволновых решеток.

Как правило, субволновые решетки создаются методами интерференционной литографии по фоторезисту с коротковолновыми лазерными источниками излучения. Однако, данный метод применим только для плоских поверхностей. Некоторое время назад была экспериментально продемонстрирована возможность электронно-лучевой записи субволнового решетчатого покрытия одновременно с формированием микроструктуры дифракционного элемента [162], но на практике такой метод оказался чрезвычайно трудоемок и дорог.

Нами была исследована возможность применения фемтосекундного лазерного наноструктурирования металлов для создания антиотражающего покрытия на полимерных репликах поверхностного рельефа на металле [163]. Такой процесс в приложении к изготовлению ДОЭ может включать следующий этапы (Рис. 3. 31): прямую лазерную запись первичного дифракционного

микрорельефа на фоторезисте (1-2); получение никелевой копии фоторезистного оригинала методом гальванопластики (3-4); облучение никелевого штампа импульсным фемтосекундным лазером с наведением самоформирующихся субволновых решеток (5 -6); репликацию гибридного рельефа на поверхность оптически прозрачного полимера методами горячего тиснения или фотополимеризации (7-8).

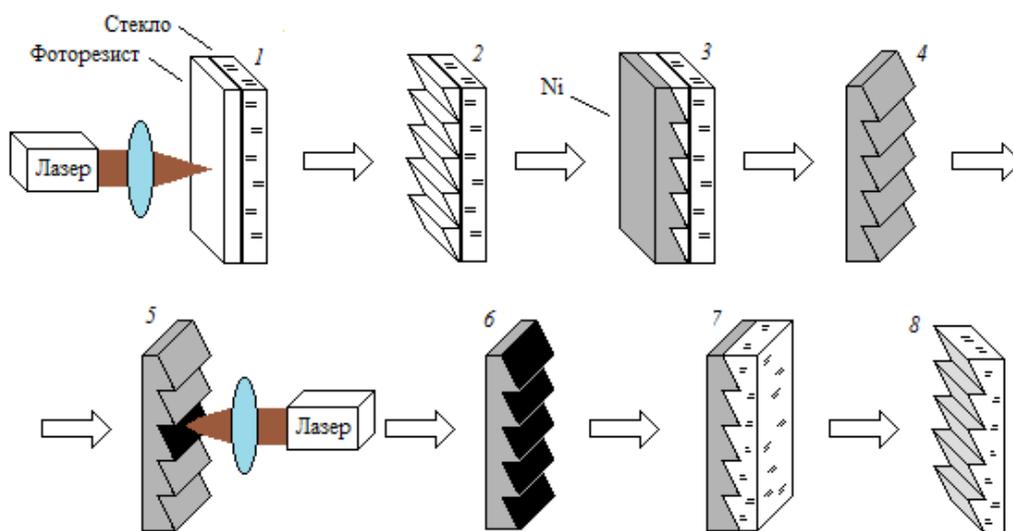


Рис. 3. 31. Процесс формирования наноструктурированного дифракционного микрорельефа.

На Рис. 3. 32 показан пример такой наноструктуры на поверхности никеля, используемого для репликации дифракционных структур. Период субволновых решеток, дающих антиотражающий эффект, должен быть не более половины длины волны. Так, при измеренных нами характерных периодах наноструктуры в диапазоне 400-450 нм, антиотражающие свойства могут проявляться в ближнем ИК диапазоне. При этом глубина рельефа полимерной реплики должна быть не менее 200 нм при коэффициенте преломления полимера 1.5-1.6.

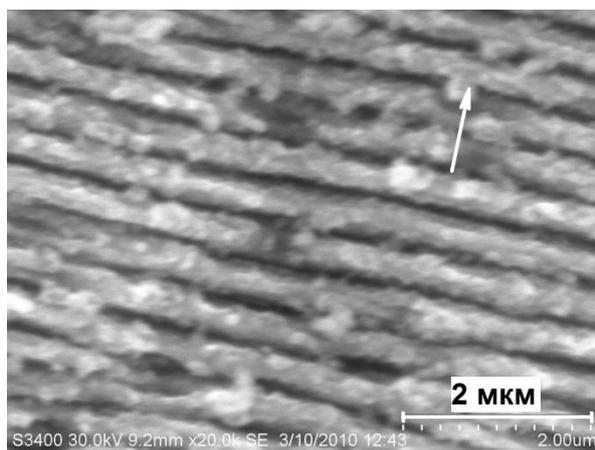


Рис. 3. 32. СЭМ-снимок наноструктуры, сформированной на никеле при плотности энергии 150 мДж/см^2 . Стрелка - поляризация лазерного излучения.

В наших экспериментах мы использовали упрощенный процесс создания наноструктур на поверхности оптических прозрачных полимерных образцов: медно-никелевая фольга с зеркальной оптически гладкой поверхностью облучалась со стороны никеля фемтосекундным лазерным излучением с наведением самоформирующегося нанорельефа, Затем проводилась последующая его репликация на поверхность прозрачного полимера методами горячего тиснения (PMMA) или фотополимеризации гибридного фотополимера Ormosolr [164].

Для экспериментов использовалось многоимпульсное воздействие подфокусированного мощного фемтосекундного лазерного излучения (титан-сапфировый лазер, центральная длина волны 744 нм , длительность импульса 110 фс , энергия импульса до 5 мДж , диаметр пучка на образце – около 1 мм , частота следования импульсов – 10 Гц , скорость сканирования – 6 мкм/с) на двухслойные Ni-Cu фольги. Плотность энергии излучения была в диапазоне– $50\text{-}300 \text{ мДж/см}^2$.

На Рис. 3. 33 показаны спектры пропускания полимерных реплик необлученного и облученных участков Ni/Cu фольги, полученные на спектрофотометре Shimadzu UV-3600. Видно, что в видимой и ближней ИК области нанесенное покрытие рассеивает почти весь падающий свет. Однако

примерно с 1670 нм начинают проявляться просветляющие свойства поверхностной наноструктуры, полученной с образца, облученного при плотности энергии 200 мДж/см². В области спектра с 1700 до 2200 нм увеличение пропускания составляет порядка 3-7%. С 2250 нм пропускание реплики облученного образца резко возрастает, причем прирост достигает 20%. В настоящий момент причина такого резкого роста пропускания не ясна, так как в литературе нет данных о коэффициенте преломления материала Ormoser в области спектра далее 1550 нм.

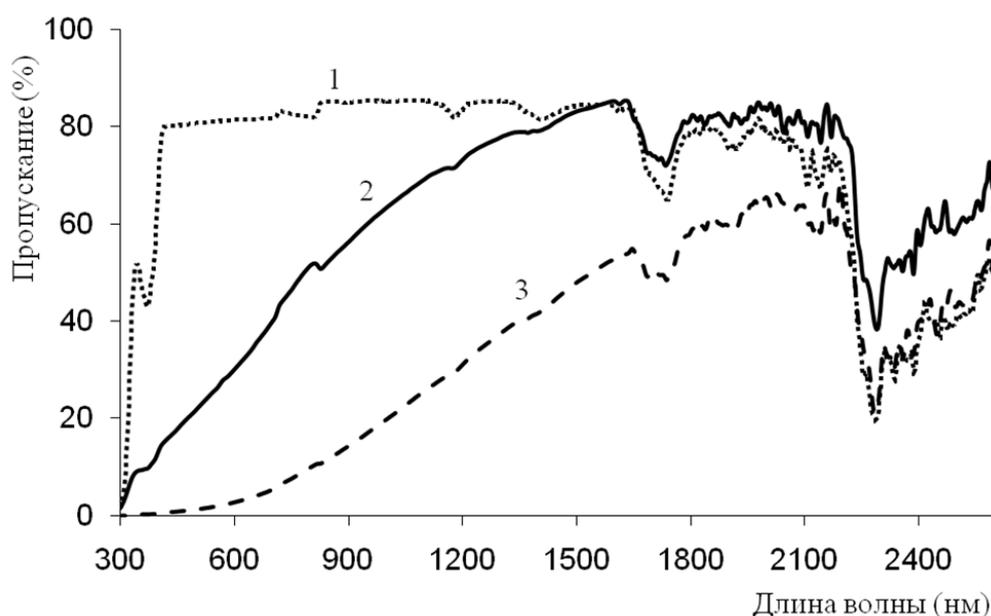


Рис. 3. 33. Спектры пропускания полимерных реплик: (1) – необлученного участка, (2) – облученного при 200 мДж/см² и (3) – облученного при 300 мДж/см².

3.11. Выводы к Главе 3

- Определены пределы применения высоких порядков дифракции для повышения дифракционной эффективности ДОЭ в зависимости от ошибок позиционирования пучка при их изготовлении методом сканирующей лазерной записи.
- Предложены и исследованы способы оптимизации распределения экспозиции на границах зон РОЭ в приложении к прямой лазерной записи на

фоторезисте и полутоновой фотолитографии, основанные на встраивании ступенчатой передаточной функции на границах зон и оптимизации от 2 до 6 ее параметров. Предложена и проанализирована модель формирования микрорельефа при оптимизации, основанная на обобщенной функции рассеяния точки, характеризующей весь технологический процесс. На основе численного моделирования полутоновой растровой фотолитографии показано, что дифракционная эффективность ДОЭ может быть увеличена на 7-20 % в диапазоне периодов от 20 до 6 мкм.

- Предложен и теоретически обоснован метод оптимизированной двойной лазерной записи для уменьшения неровности рельефа и светорассеяния дифракционных структур, а также увеличения дифракционной эффективности.
- Оптимизированный метод контурной маски позволяет существенно увеличить эффективность в первом порядке дифракции и сократить интенсивность нулевого порядка. Средняя оптимальная ширина линий контурной маски равна 0.72 от ширины обратного ската для получения максимума нулевого порядка и 0.85 - для минимума нулевого порядка. Анализ чувствительности метода к ошибкам изготовления показывает, что отклонение ширины линий маски от расчётных значений может достигать $\pm 20\%$. Ошибка совмещения не должна превышать $\pm 10\%$ от диаметра экспонирующего резист пучка, а ошибка глубины ионного травления не должна превышать $\pm 5\%$ от расчетной глубины кусочно-непрерывного дифракционного рельефа.
- Применение метода контурной маски к прямой лазерной записи высокоэффективных ДОЭ позволяет увеличить диаметр записывающего пучка до 2-2.5 раза для снижения неровности микрорельефа ДОЭ, а также дает возможность увеличить скорость записи за счет увеличения шага сканирования.

ГЛАВА 4. КОНТРОЛЬ РОЭ

Вопросы контроля микрорельефа РОЭ стали весьма актуальными на современном этапе развития оптики, когда работа оптического элемента оценивается не только по соответствию заданному преобразованию световой волны, но и по соответствию жестким критериям его энергетической эффективности и малому светорассеянию. Но контроль многоуровневого рельефа существенно более сложная задача, чем контроль бинарных ДОЭ, для характеристики которых пригодна как стандартная методика обработки профиля канавки или выступа, так и скоростные спектрофотометрические методы [165, 166]. Спектрофотометрический метод используется нами для измерения глубины калибровочных решеток перед поверкой по ним профилометров [167].

Безусловно, оптимальным способом такой оценки является измерение энергетической эффективности элемента, как конечной характеристики РОЭ. В случае изготовления ДОЭ необходимо измерять дифракционную эффективность в рабочем порядке дифракции на расчетной длине волны элемента. Но на промежуточных этапах изготовления рельеф может быть сформирован на материале (например, в фоторезисте или металле) с показателем преломления, отличающимся от материала конечного оптического элемента, а при использовании технологии «сухого» травления коэффициент переноса микрорельефа в подложку часто существенно отличается от единицы. Таким образом, глубина микрорельефа на промежуточном этапе будет не оптимальна для получения максимума эффективности. В некоторых случаях, даже невозможно измерить дифракционную эффективность отдельного ДОЭ, пока не собрана вся оптическая схема. Поэтому наиболее часто для характеристики РОЭ на этапе первичного формообразования используется прямое измерение формы микрорельефа локально или всего элемента (при малых размерах) с помощью профилометра. Причем измеряется, как правило, не сама рабочая структура РОЭ, имеющая в общем случае весьма разнообразную форму рельефа, а тестовые

структуры. Для того чтобы не создавать специальных подходов к каждому типу многообразных форм микрорельефа РОЭ контроль формы рельефа формы рельефа удобнее вести по однотипным тестовым структурам. Дифракционные решетки с кусочно-непрерывным рельефом являются оптимальным выбором для этого, так как позволяют характеризовать точность формирования заданной формы пологой части и обратные скаты микрорельефа дифракционных зон.

Однако в настоящее время программное обеспечение промышленно выпускаемых профилометров не имеет функций математической обработки, предназначенных для многоуровневых РОЭ. Дело в том, что форма микрорельефа РОЭ коренным образом отличается от типовых форм микрорельефов электронной промышленности и прецизионной механообработки, являющихся основными потребителями профилометров. Поэтому в стандартных профилометрах можно только получить профилограмму микрорельефа, но ее количественный анализ, соответствующий области применения, может быть сделан в каком-то внешнем программном обеспечении. В идеале, этот количественный анализ должен дать краткую численную характеристику микрорельефа, выраженную 2-3 значениями, чтобы облегчить оперативную оценку элемента.

Вне зависимости от способа измерения, профилограмма представляет собой массив данных, который определяет зависимость высоты точек микрорельефа от их координат. Как правило, этот массив данных имеет лишь приближенную привязку к системе координат, в которой формировалась дифракционная микроструктура. Чтобы оценить по профилометрическим данным качество изготовления РОЭ, необходимо выделить набор параметров, определяющих геометрическое соответствие расчетного и измеренного микрорельефа. Для этого рассмотрим типовой микрорельеф кусочно-непрерывных дифракционных решеток.

Современные методы изготовления РОЭ (прямая лазерная запись [31, 94, 168], полутонная литография [169], электронно-лучевая литография [170],

алмазное точение [171]) обеспечивают высокую точность исполнения горизонтальных размеров микроструктуры порядка 50 нм, что, для ширины зон порядка 10-50 мкм, соответствует ошибке фазовой функции $\lambda/1000$ - $\lambda/200$.

Ошибки же глубины микрорельефа обычно составляют значения ~ 30 -100 нм, что соответствует ошибке фазовой функции $0,03$ - $0,1\lambda$. Очевидно, что основной вклад в ошибку кодированной фазовой функции вносит ошибка локальной глубины микрорельефа. При точных горизонтальных размерах, высота перепада микрорельефа на границе между зонами является естественным общим параметром, которым можно характеризовать точность исполнения микроструктуры по всей площади РОЭ. Однако на практике перепад высоты микрорельефа на границе зон сглаживается в процессе изготовления. Кроме этого, аппаратная функция профилометра также вносит искажения в профилограмму обратного ската. К примеру, оптические профилометры просто не могут корректно измерять резкие скачки микрорельефа, так как отражение от крутого обратного ската и дифракция на границе приводят к тому, что свет не попадает обратно в объектив профилометра. Поэтому необходим метод оценки микрорельефа ДОЭ, который бы давал оценку геометрических параметров микрорельефа независимо от типа профилометра.

В работе [172] сформулирован алгоритм профилометрической характеристики линейных дифракционных решеток с постоянным периодом. Он состоит из следующих основных шагов:

- Предварительная обработка: удалить краевые артефакты из профилометрических данных, повернуть систему координат данных для устранения наклона рельефа.
- Найти границы штрихов (авторы использовали критерий минимумов профиля штрихов).
- Усреднить рельеф, чтобы найти форму штрихов (усреднение как по нескольким штрихам, так и вдоль каждого штриха).

- Аппроксимировать форму штриха к представлению удобному для выбранной расчетной дифракционной модели.
- Рассчитать дифракционную эффективность решетки по аппроксимированной форме штриха, используя скалярную или точную дифракционную модель.
- Вычесть усредненную форму штриха, чтобы найти остаточную неровность профиля.
- Вычислить функцию спектральной плотности мощности с учетом остаточной неровности.
- Подогнать функцию спектральной плотности мощности к теоретической модели спектра мощности неровной поверхности.
- Предсказать угловое рассеяние, используя модель спектральной плотности мощности.

Очевидно, что данный алгоритм ориентирован на потребности характеристики дифракционных решеток для нужд спектроскопии. Он не предполагает вычисления каких-то обобщенных численных оценок формы микрорельефа удобных для оперативного контроля вне зависимости от назначения элемента в целом. Тем не менее, первые четыре этапа этого алгоритма носят общий характер и используются в той или иной степени и в предлагаемом нами подходе.

4.1. Методы аппроксимации микрорельефа

Соответствие микроструктуры реального ДОО расчетной кодированной фазовой функции и его дифракционная эффективность вдали от экстремумов фазовой функции (где расчетная форма профиля дифракционных зон линейна) зависят от наклона дифракционных зон и высоты скачка микрорельефа между зонами. Но определение правильности угла наклона каждой зоны осложняется тем, что в общем случае трудно достоверно определить положение измеряемого участка в расчетной системе координат ДОО и соответственно невозможно

определить расчетный угол наклона данной дифракционной зоны. Высота скачка микрорельефа между соседними зонами, тоже не является надежным параметром, как сказано выше. Кроме этого неровность микрорельефа и шумы профилометра также осложняют оценку микрорельефа. Естественным решением всех этих проблем является полиномиальная аппроксимация профиля каждой дифракционной зоны в отдельности. Очевидно, что при отработанной технологии изготовления с малыми искажениями формы достаточно использовать линейную аппроксимацию для дифракционных зон вдали от экстремумов фазовой функции.

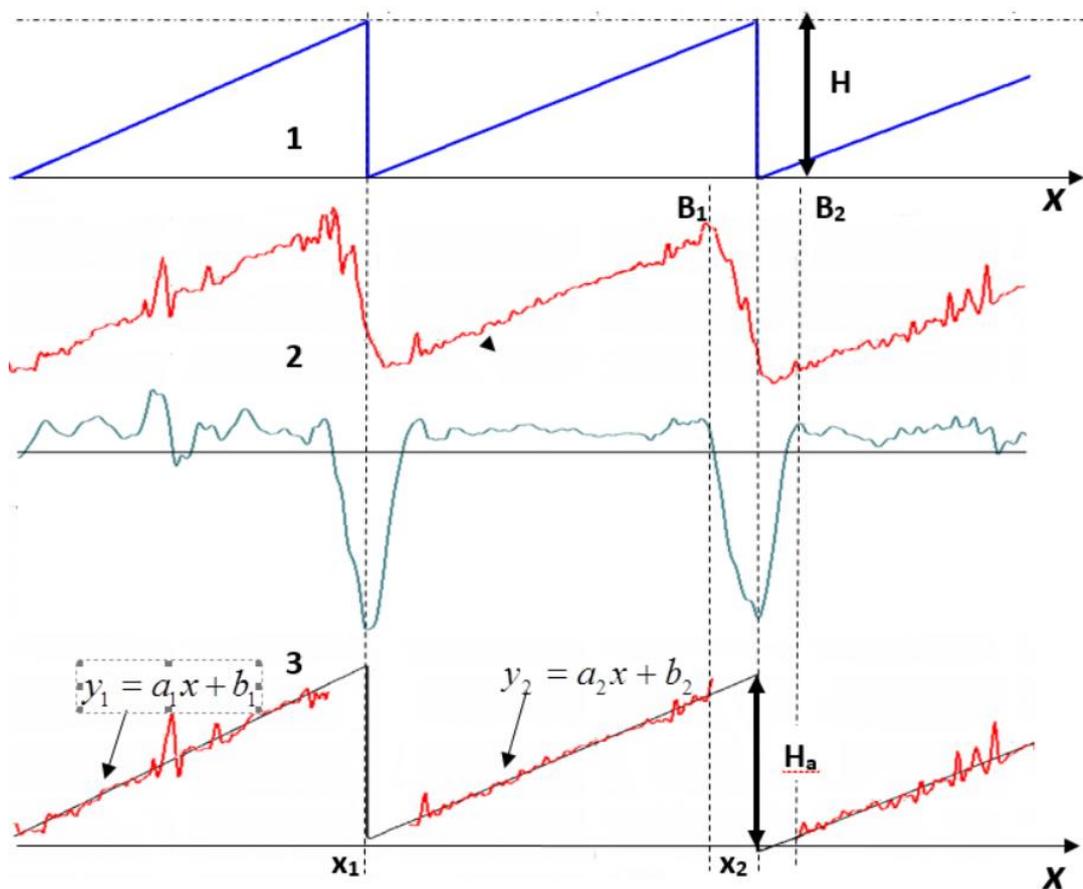


Рис.4. 1. Метод определения аппроксимированной глубины.

Однако прежде чем аппроксимировать профиль дифракционных зон необходимо устранить ненадежные данные вблизи их границ. Это может быть осуществлено согласно алгоритму обработки профилограммы, стадии которого показаны на Рис.4.1. Расчетный микрорельеф 1 формируется каким-либо

методом на поверхности пленки или подложки. Измеренный профилометром профиль этого рельефа $H_m(x)$ показан в виде графика 2. Для удаления высокочастотных шумов профилограмма сглаживается путем усреднения по соседним точкам и дифференцируются (график 3). Нахождение экстремумов производной позволяет определить положение границ дифракционных зон. Ненадежная область вокруг этих границ (от B_1 до B_2) может быть определена достаточно просто как область между точками вокруг границы, где производная пересекает ноль. Линейная аппроксимирующая функция $A_i(x) = a_i x + b_i$ находится для каждой i -ой зоны отдельно между этими граничными участками (график 4).

При наличии существенных ошибок в форме профиля зон или при анализе зон с расчетным параболическим профилем может быть осуществлен переход от линейной аппроксимации к параболической. Критерием для этого может служить достаточно простое соображение. В работе [173] приведено аналитическое выражение для зависимости дифракционной эффективности в первом порядке от глубины параболического прогиба профиля линейной решетки «с блеском»:

$$DE1 = \sin^2(\Delta H / H),$$

где H – высота микрорельефа, ΔH – максимальное отклонение параболической формы от расчетной линейной в центре дифракционной зоны. Если задана максимально допустимая величина падения дифракционной эффективности $\Delta DE1 = 1 - DE1$, то можно вычислить допустимую величину $\Delta H/H$. Например, если $\Delta DE \leq 0.05$, то $\Delta H/H \leq 0.12$. Отсюда легко получить оценку предельно допустимой величины коэффициента квадратичного члена $a_2 < 4(\Delta H / T_p^2)$ (где T_p – ширина анализируемой дифракционной зоны) для полиномиальной аппроксимации, при достижении которой необходимо переходить на квадратичную аппроксимацию.

4.2. Определение аппроксимированной глубины

Полученную аппроксимирующую функцию $A_i(x)$ можно экстраполировать до границ зоны (график 5 на Рис.4. 1), положение которых было определено по экстремумам первой производной. На основании этой экстраполяции можно ввести новый параметр количественной оценки дифракционного микрорельефа - разность высот между точками пересечения кривых, аппроксимирующих наклон поверхности дифракционных зон, с границами зон. Мы назвали этот параметр «аппроксимированной глубиной». Эта величина может быть определена двумя путями в зависимости от особенностей профилограммы.

Если профилограмма включает только одну целую зону и наклон базовой поверхности подложки ДОЭ не значителен, то аппроксимирующая глубина H_1 может быть вычислена как:

$$H_1 = A_i(x_1) - A_i(x_2), \quad (4.1)$$

где x_1 и x_2 - координаты границ дифракционной зоны (Рис. 4.2). Данный метод определения аппроксимированной глубины мы назвали «двухграничным» методом.

Если профилограмма содержит хотя бы две дифракционные зоны, то аппроксимированная глубина H_2 (Рис. 4. 2) может быть определена как:

$$H_2 = A_i(x_2) - A_{i+1}(x_2). \quad (4.2)$$

Данный метод определения аппроксимированной глубины мы назвали «однограничным».

Линейная аппроксимация в описанных выше методах может быть заменена на нелинейную, в случае технологических ошибок передачи линейной формы микрорельефа дифракционных зон или их нелинейной расчетной форме. Метод также может быть распространен на анализ двумерных профилограмм, но в данной статье мы рассматриваем только его более наглядную одномерную реализацию.

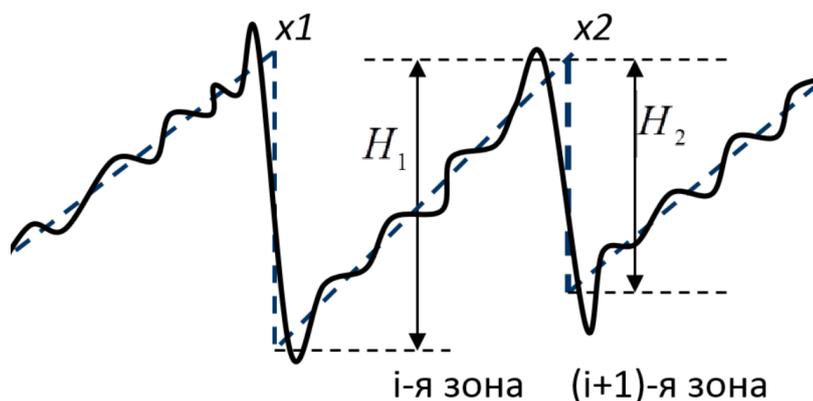


Рис. 4. 2. Определение аппроксимированной глубины однограничным и двухграничным методами.

При программной реализации аппроксимации экспериментальных данных также легко получить информацию о среднеквадратичной ошибке отклонения экспериментальных данных от аппроксимирующей кривой, которая дает дополнительную информацию об ошибках изготовления. Таким образом, графическая форма представления данных, сложная для оперативной оценки микрорельефа может быть сведена к минимальному числу количественных характеристик локальной точности изготовления микрорельефа.

4.3. Сравнение методов определения аппроксимированной глубины

На работу алгоритмов определения аппроксимированной глубины существенно влияют наклон поверхности измеряемого образца, а также точность определения границ зон, которая зависит от размера области ненадежных данных вблизи границ зон и их характера (например, пиков на границах зон, характерных для многих оптических профилометров). Проведем оценку влияния данных параметров на однограничную и двухграничную вариации метода аппроксимированной глубины, при наиболее типичной линейной форме дифракционных зон [174, 175].

Для большей наглядности мы будем производить численные оценки с использованием типовых параметров дифракционного микрорельефа: ширина дифракционных зоны $T_p=20$ мкм, глубина – 1 мкм, ширина обратных скатов

дифракционных зон, отображаемая профилограммой - 3 мкм, ошибка ΔT определения положения границ дифракционных зон ± 0.5 мкм, остаточный наклон базовой линии профилограммы - 5% от наклона дифракционных зон.

Двухграничный метод. В первую очередь оценим влияние на аппроксимированную глубину остаточного наклона базовой линии профилограммы.

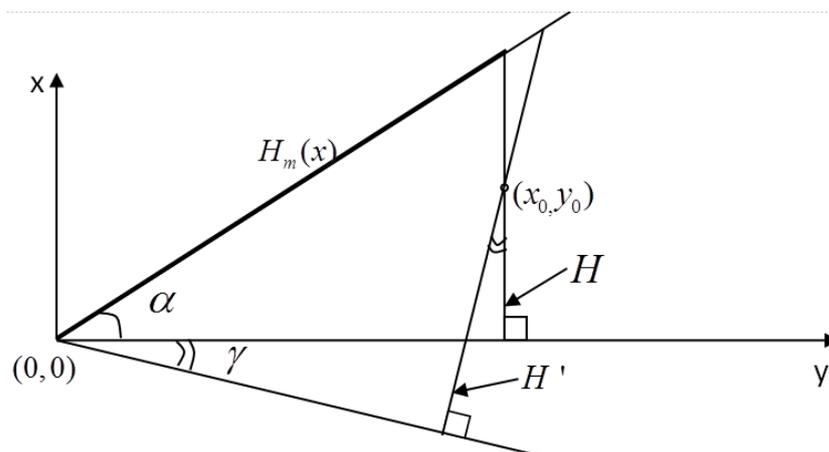


Рис. 4. 3. Определение устойчивости двухграничного метода к наклону базовой линии профиля.

Пусть $H_m(x)$ - измеренный профиль дифракционной зоны (Рис. 4. 3), точка с координатами (x_0, y_0) является точкой, которую находит алгоритм поиска границ дифракционных зон по производной, H – аппроксимированная глубина профиля без остаточного наклона, и H' - высота дифракционной зоны с углом наклона базовой линии γ . Тогда обе высоты H и H' проходят через точку (x_0, y_0) . Решая задачу координатным методом, получаем:

$$H = x_0 \tan \alpha, \quad H' = \cos \gamma (x_0 - y_0 \tan \gamma) (\tan \alpha + \tan \gamma) / (1 - \tan \alpha \tan \gamma).$$

Приняв во внимание, что отношение y_0 / x_0 приблизительно равно $1/2$ получим:

$$\Delta H / H = \cos \gamma (1 - 0,5 \tan \alpha \tan \gamma + \tan \gamma / \tan \alpha + 0,5 \tan^2 \gamma) / (1 - \tan \alpha \tan \gamma) - 1.$$

Отбросив величины второго порядка малости, получим выражение для ошибки определения высоты:

$$\Delta H / H = (\cos \gamma + \sin \gamma / \tan \alpha - 1).$$

Для остаточного наклона $\gamma=0.05\alpha$, получаем ошибку высоты $\Delta H = 0.05 \cdot H$.

Далее оценим устойчивость метода к неточности поиска границ. Пусть ΔT - максимальная ошибка поиска границы. Учтя то, что данный метод использует для определения аппроксимированной глубины две границы дифракционной зоны, получим ошибку поиска высоты $\Delta H/H = 2\Delta T/T_p$. Для указанного выше примера профилограммы ошибка будет составлять $\Delta H/H=0.05$.

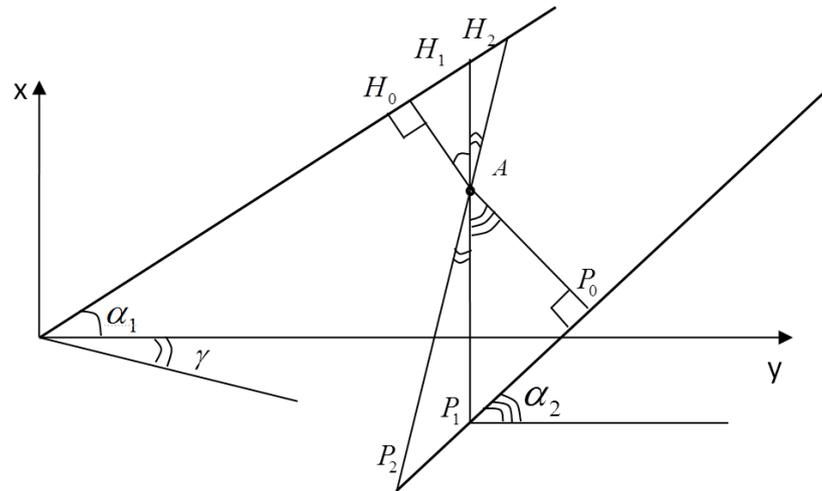


Рис.4. 4. Оценка влияния наклона на однограницный метод.

Однограницный метод. В первую очередь проведем оценку влияния остаточного наклона γ базовой линии профилограммы на аппроксимированную глубину (Рис.4. 4). Пусть A - точка, которую находит алгоритм поиска границ дифракционных зон и через нее в обоих случаях проходит аппроксимированная высота дифракционной зоны. AH_0 и AP_0 - перпендикуляры, опущенные на прямые аппроксимирующие соседние зоны. Выразим высоту H для профилограммы без наклона, и высоту H' для профилограммы с наклоном на угол γ :

$$H = AH_0 / \cos \alpha_1 + AP_0 / \cos \alpha_2,$$

После тригонометрических преобразований, отбросив величины второго порядка малости, получаем:

$$H' = H / \cos \gamma, \quad \Delta H / H = \cos^{-1} \gamma - 1.$$

Подставив в полученное выражение значение остаточного угла наклона равное $0.05\alpha_1$ и параметры типовой дифракционной зоны, получим оценку устойчивости: $\Delta H = 4 \cdot 10^{-5} H$.

Далее проведем оценку устойчивости одностороннего метода аппроксимированной глубины к ошибкам поиска границ. Ошибка определения глубины рельефа зависит от ошибки ΔT поиска границы между дифракционными зонами следующим образом:

$$\Delta H = \Delta T (\tan \alpha_1 - \tan \alpha_2), \quad \Delta H / H = \Delta T / T_p (1 - \tan \alpha_2 / \tan \alpha_1).$$

То есть для решетки с постоянным наклоном зон ошибка вообще не возникает. Для случая ДОЭ с переменным периодом зон примем величину изменения периода (и соответственно тангенса угла наклона зон) равной 10%. Тогда получаем численную оценку ошибки $\Delta H/H=0.05$.

Как видно из проведенных оценок устойчивости к измерительным искажениям, односторонний метод аппроксимированной глубины более устойчив как к наклону подложки измеряемого образца, так и к ошибкам поиска границ дифракционных зон. Однако стоит отметить, что, несмотря на лучшие результаты работы, односторонняя вариация метода требует примерно в два раза больше данных по сравнению с двухсторонним методом, так как для определения аппроксимированной высоты нам необходимы линейные аппроксимации хотя бы двух соседних зон. Такое не всегда представляется возможным, так как область измерения некоторых профилометров ограничена световым полем используемого объектива.

Одно- и двухсторонние методы были реализованы в лаборатории дифракционной оптики в программе управления автоматизированным профилометром на базе микроинтерферометра МИИ-4 [176] внешний вид и снимок экрана программы которого показаны на Рис.4. 5. Был создан конфокальный профилометр с программным обеспечением [177], специализированным для задач дифракционной оптики. Также была создана

отдельная программы для математической обработки профилометрических данных с промышленных профилометров при характеристике дифракционных и микрооптических элементов [148].



Рис.4. 5. Автоматизированный профилометр на базе МИИ-4 и скриншот его программного обеспечения.

4.4 Метод «лестницы»

Из одностороннего варианта метода определения аппроксимированной глубины следует альтернативный подход к обработке профилограмм. Типовым первым шагом в обработке практически любой профилограммы является горизонтальное выравнивание. Для случая слабо меняющегося наклона дифракционных зон мы предлагаем наоборот еще больше наклонить профилограмму до получения горизонтального положения ступенек микрорельефа (Рис.4. 6). Это может быть реализовано алгоритмически достаточно просто: после выделения участков микрорельефа между границами дифракционных зон, в профилограмму $H_m(x)$ вносится дополнительный наклон, таким образом, чтобы сделать равным нулю коэффициент аппроксимирующих прямых $A_i'(x) = (a_i'x - b_i')$ для определенной зоны или усредненный коэффициент наклона по нескольким дифракционным зонам в профилограмме. Аппроксимированная высота микрорельефа может быть определена в этом

случае как среднее значение от $(b'_i - b'_{i-1})$. Данный подход может быть достаточно легко реализован даже в рамках существующего программного обеспечения профилометров, путем применения после принудительного наклона профилограммы функции измерения высоты ступеньки.

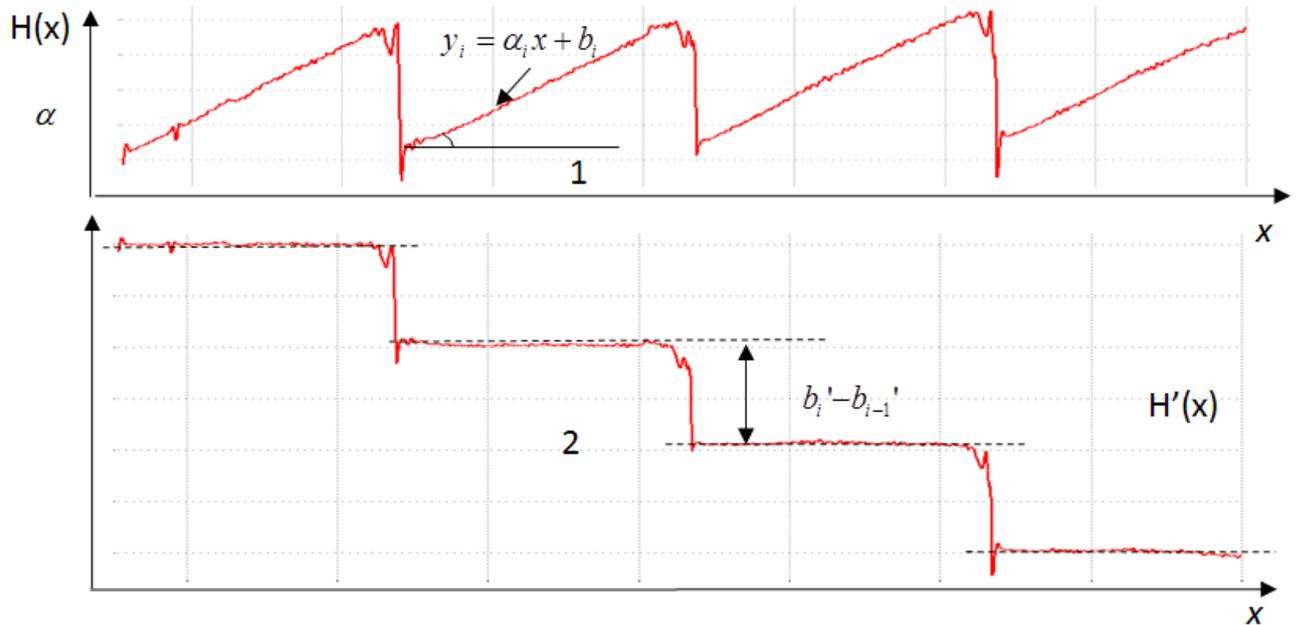


Рис.4. 6. Метод «лестницы».

Применение метода лестницы, очевидно, ограничено, тем, что при малом периоде дифракционных возрастает угол наклона α дифракционных зон к базовой поверхности ДОЭ, и соответственно возрастает ошибка определения глубины зон $\Delta H/H = 1 - \cos(\alpha)$. Вполне приемлемая точность измерения 1-1,5% достижима вплоть до углов 8-10°, что для ДОЭ работающих в первом порядке и видимом световом диапазоне означает применимость вплоть до периодов 6-7 мкм. Однако эта ошибка может быть легко устранена путем коррекции H с учетом известного угла α : $H = (b'_i - b'_{i-1}) / \cos \alpha$.

Различие наклона $\Delta \alpha$ соседних дифракционных зон так же вносит дополнительную ошибку в результат работы данного метода определения аппроксимированной глубины: $\Delta H = (1 - \cos \alpha + \sin \alpha \tan \Delta \alpha)$.

Использование метода «лестницы» в микроинтерферометрии позволяет быстро и наглядно измерить аппроксимированную глубину дифракционных

решеток с «блеском», подстраивая опорное зеркало так, что интерференционные полосы на пилообразном рельефе располагались перпендикулярно границе между соседними дифракционными зонами.

4.5. Унификация подходов к оптимизации и метрологической характеристике ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом

Контроль ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом является ключевым элементом технологии синтеза, так как без метрологической поддержки невозможно достичь высокой дифракционной эффективности и высокой точности генерации заданного волнового фронта [178]. Производители современных профилометров представляют широкий выбор приборов для контроля микрорельефа: конфокальные профилометры, интерферометры белого света, контактные (stylus) профилометры, атомно-силовые микроскопы, профилометры на принципе автофокусировки. Проблема состоит в том, что максимально возможного качества выполнения ДОЭ можно достичь только путем оптимизации процесса изготовления с учетом аппаратных функций как технологического [148] так и метрологического [175] оборудования. Поэтому необходимо решить задачу выработки обобщенного подхода к оптимизации процесса изготовления и характеристики ДОЭ. В общем случае результатом характеристики должны быть энергетические и фазовые характеристики: дифракционная эффективность и погрешность волнового фронта. Однако реальное измерение этих параметров зачастую весьма затруднительно, особенно на промежуточных этапах изготовления элемента. На этих этапах рельеф может быть сформирован на материале (например, в фоторезисте) с показателем преломления, отличающимся от материала конечного оптического элемента, а при использовании технологии «сухого» травления коэффициент переноса микрорельефа в подложку может существенно отличаться от единицы. Таким образом, глубина микрорельефа на промежуточном этапе будет не оптимальна для получения максимума эффективности. В некоторых случаях, даже

невозможно измерить дифракционную эффективность отдельного ДОЭ, пока не собрана вся оптическая схема. Измерение формы волнового фронта, который зачастую является асферическим, является не менее трудной задачей. Данная проблема может быть решена только с применением дифракционных компенсаторов [179]. Поэтому наиболее часто для характеристики ДОЭ на этапе первичного формообразования используется прямое измерение формы микрорельефа локально или всего элемента (при малых размерах) с помощью профилометра. Теоретически по профилограммам можно вычислить дифракционную эффективность [180]. Однако большинство упомянутых выше профилометров не передает корректно форму обратных скатов дифракционных зон, которая является одним из главных факторов, определяющих дифракционную эффективность (см. главу 3).

Как сказано выше, основной вклад в ошибку кодированной фазовой функции ДОЭ вносит ошибка локальной глубины микрорельефа. Метод определения аппроксимирующей полиномиальной функции $A(x)$ (параграф 4.1) дает удобный параметр для характеристики распределения глубины рельефа в дифракционной зоне, слабо зависящий от типа и шумов профилометра. Подход с полиномиальной аппроксимацией имеет некоторые ограничения, например, если при переэкспонировании фоторезиста нижняя часть рельефа становится плоской везде, где резист был удален до подложки.

Для использования аппроксимирующей функции для расчета дифракционной эффективности необходимо также учесть форму обратного ската дифракционных зон. Для этой цели в параграфе 3.8 была введена обобщенная функция рассеяния точки $G(x)$. Используя *ОФРТ*, можно восстановить форму микрорельефа $H(x)$ тестируемой дифракционной решетки путем свертки *ОФРТ* с аппроксимированной формой профиля зон $A(x)$:

$$H_A(x) = G(x) \otimes A(x). \quad (4.3)$$

Таким образом, локальная выборка неровностей профиля и шумы профилометра не будут влиять на оценку дифракционной эффективности, которую можно рассчитать, используя выражение (3.5):

$$DE1 = \left| FT_1 \left(\frac{2\pi}{\lambda} H_m(x)(n-1) \right) \right|^2. \quad (4.4)$$

Однако для более полной характеристики ДОЭ желательно учесть информацию о статистике случайных и синхронных ошибок, вносимых в процессе изготовления. Эти данные могут быть также получены по спектральному анализу профилограмм микрорельефа, измеренных с помощью профилометра с высоким пространственным разрешением по горизонтали - атомно-силового микроскопа. Далее, необходимо промоделировать вклад этих шумов в падение дифракционной эффективности. Однако более просто экспериментально измерить относительную долю интенсивности света в дальней зоне рассеянного света от тестовых структур, которые проще всего выполнить в виде плоского участка с глубиной, равной половине максимальной глубины типичного дифракционного рельефа. В этом случае поправочный коэффициент к выражению 4.4 на рассеяние света можно вычислить как отношение $I_{\text{дал}}/I_{\text{ближ}}$, $I_{\text{дал}}$ - интенсивность света в дальней зоне за диафрагмой равной диаметру пробного лазерного пучка, $I_{\text{ближ}}$ - интенсивность света в ближней зоне непосредственно за тестовым участком.

В этих рассуждений мы исходили из того, что профилограмма измеряется перпендикулярно границам дифракционной зоны. Однако на практике оперативно получить такую профилограмму не всегда возможно. Рассмотрим простейший случай линейных решеток с блеском или участка ДОЭ с медленно изменяющейся шириной зон. 2-D профилограмма, направление которой наклонено под углом α к перпендикуляру к границе зоны (Рис.4. 7, а), будет растянутым представлением микрорельефа в ортогональном случае. Масштабный коэффициент растяжения будет равен $l = 1 / \cos \alpha$. В

скалярном приближении растяжение или сжатие микрорельефа не влияет на дифракционную эффективность. Но если мы пользуемся выражением (4.3) и не масштабируем аппаратную функцию процесса изготовления, то вклад обратного ската уменьшается, и предсказанная эффективность ошибочно вырастает. Необходимо оценить допуск на неортогональность направления профилограммы. В работе [181] получено выражение для оценки дифракционной эффективности в первом порядке для дифракционной решетки с блеском, имеющей период T_p и ширину BWS обратных скатов дифракционных зон:

$$DE1 = (1 - BWS/T_p)^2 .$$

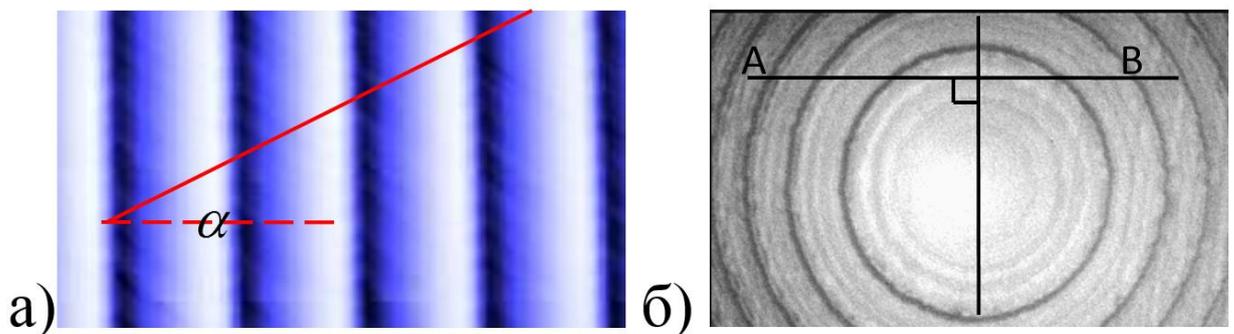


Рис.4. 7. а) Направление профилограммы на карте высот линейной дифракционной решетки, отклоняющееся на угол α от перпендикулярного направления (пунктир). б) фотография осесимметричной дифракционной линзы, АВ направление профилограммы.

Это выражение получено в предположении что обратный скат имеет линейную форму. Отсюда получаем оценку изменения дифракционной эффективности при увеличении периода в l раз без изменения обратного ската:

$$\Delta DE1 = (1 - BWS/T_p \cdot l)^2 - (1 - BWS/T_p)^2 .$$

Задавшись допустимым изменением $DE1$ не более 1% и $bs/T_p = 0.1$, получаем, что допустимая величина l составляет 1.05. Соответственно, допустимое отклонение от перпендикуляра между треком профилограммы и границей дифракционной зоны составляет $\pm 18^\circ$. Проблема определения угла наклона и соответствующей

коррекции величины периода может быть достаточно легко решена при наличии двух параллельных профилометрических сечений, снятых на некотором расстоянии друг от друга, достаточном для оценки угла с точностью не хуже 10° .

Рассмотренный выше метод оценки локальной дифракционной эффективности микрорельефа применим в случаях, когда границы дифракционных зон могут считаться линейными на масштабе порядка их ширины. Для случая криволинейных зон, проблема ориентирования направления сечения профилограммы перпендикулярно к границам зон более сложная. Ошибка в ориентации приводит не только к масштабной ошибке, но и к нелинейным искажениям формы зон. Для наиболее частого случая осесимметричной дифракционной линзы необходимо снять профилограммы вдоль сечений, проходящих через центр линзы. Это достаточно легко сделать путем нахождения центра симметрии любой профилограммы, пересекающей линзу вдали от ее центра (прямая АВ на Рис.4. 7, б), и последующего сканирования вдоль перпендикуляра, проходящего через этот центр симметрии. Для профилометров обеспечивающих трехмерную карту можно находить контуры границ дифракционных зон и строить двумерные профилограммы вдоль направления перпендикулярного границам зон.

4.6. Оценка ДОЭ по профилометрическим данным

Подход, сформулированный выше для линейных решеток, может быть распространен на оценку эффективности более сложных дифракционных элементов путем разбиения площади элемента на элементарные фрагменты (например, квадраты). В каждом из них снимается профилограмма, определяется аппроксимирующая функция и аппроксимирующая глубина для средней дифракционной зоны фрагмента. Затем вычисляется дифракционная эффективность для каждого фрагмента в предположении, что он заполнен линейной решеткой с одинаковым периодом равным ширине аппроксимированной зоны. В работе [182] подобный подход применен для

теоретического прогнозирования дифракционной эффективности осесимметричных и цилиндрических линз с многоуровневым микрорельефом. Суммарная эффективность для элемента может быть оценена как сумма локальных дифракционных эффективностей DE_{ij} с весовыми коэффициентами, зависящими от площади i, j –го фрагмента и заданного распределения интенсивности $I(x, y)$ света на апертуре ДОО в конечной оптической схеме [174]:

$$DE_{tot} = \sum_{i=1}^N DE_{ij} \frac{S_{ij} I(x_i, y_j)}{P_{tot}}, \quad (4.5)$$

где N – общее количество фрагментов, $I_{ij}(x_i, y_j)$ – интенсивность излучения в центре (x_i, y_j) ij -го фрагмента с площадью S_{ij} , P_{tot} – общая мощность излучения, прошедшего через всю площадь элемента.

Преимущество такого подхода к характеристике ДОО в том, что он не зависит от конкретного преобразования волнового фронта, выполняемого элементом. Ограничивающим фактором в применении формулы 4.5 является наличие в ДОО узких дифракционных зон, в которых обратный скат в профилограмме занимает 1/3 и более ширины. Достоверная аппроксимация и применение скалярного подхода для расчета дифракционной эффективности в таких зонах не возможны. В таких случаях формула 4.5 может быть использована только для области элемента подходящей для профилометрии и полученное значение дифракционной эффективности может рассматриваться только как интегральный параметр качества микрорельефа ДОО.

4.7. Обсуждение методов характеристики

Предложенный подход к определению количественной характеристики дифракционного микрорельефа - аппроксимированной глубины - позволяет повысить надежность оперативной характеристики высокоэффективных ДОО и делает ее практически независимой от типа профилометра. В зависимости от объема данных в профилограмме возможны однограничный или двухграничный варианты этого метода для пилообразного рельефа. Однограничный метод более устойчив к наклону образца и ошибке определения границы дифракционной

зоны при обработке профилограммы, но требует большей длины трека профилограммы. Вариант одностороннего метода - метод «лестницы» - может быть реализован с помощью функции измерения ступеньки в стандартном программном обеспечении профилометров с помощью принудительного наклона профилограммы до получения горизонтального положения ступенек микрорельефа.

Измерение полной карты глубин микрорельефа ДОЭ возможно только в редких случаях при небольших размерах ДОЭ и при отсутствии в нем слишком узких для профилометра дифракционных зон. Поэтому измерение локальной глубины микрорельефа производится обычно выборочно на нескольких участках или по нескольким сечениям элемента. Для определения годности ДОЭ желательно объединить все локальные значения глубины в одно число. Простое усреднение корректно только для случая использования равномерной освещенности ДОЭ с постоянным или слабо изменяющимся периодом дифракционных зон. Поскольку, общая дифракционная эффективность является конечным критерием качества изготовления ДОЭ, то оценка точности выполнения элемента должна быть построена именно на ее основе. Один из простейших примеров такого подхода предложен в работе [180] для оценки дифракционной эффективности аксиально-симметричной дифракционной линзы по одномерной профилограмме проходящей через центр линзы. В общем случае, когда нет явной симметрии микроструктуры и непрерывной профилограммы, можно использовать усреднение значений дифракционной эффективности, полученных моделированием локальной дифракционной эффективности из профилометрических данных небольших участков ДОЭ. Однако, необходимо учитывать, искажение формы микрорельефа за счет сглаживания при свертке измеряемого профиля с аппаратной функцией профилометра.

4.8. Результаты к Главе 4

- Предложен, исследован и апробирован на практике метод профилометрической характеристики рельефно-фазовых оптических элементов на основе аппроксимации формы дифракционных зон между обратными скатами и экстраполяции до границ зон для определения аппроксимированной глубины как перепада экстраполированного профиля. Показано, что метод дает характеристику рельефа, практически не зависящую от аппаратной функции профилометра.
- Исследованы погрешности однограничного или двухграничного вариантов метода определения аппроксимированной глубины. Однограничный метод «лестницы» может быть реализован путем измерения высоты после принудительного наклона профилограммы до получения горизонтального положения ступенек микрорельефа.
- Предложен и обоснован метод характеристики и оптимизации ДОЭ на основе обобщенной функции рассеяния точки, определяемой дифференцированием профилограммы микрорельефа, полученной на атомно-силовом микроскопе или на электронном микроскопе по сколу образца. Предложена методика интегральной оценки качества ДОЭ на основе дифракционной эффективности, рассчитанной для рельефа, полученного сверткой обобщенной функции рассеяния точки, характеризующей совокупность технологических процессов, с аппроксимированным профилем.

5.1. Изготовление осесимметричных высокоэффективных ДОЭ

Важнейшим направлением применения ПФ является изготовление высокоэффективных ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом [183].



Рис. 5. 1. Высокоэффективные дифракционные линзы из плавленого кварца диаметром 10 и 20 мм.

Первые эксперименты в этой области проводились нами на примере осесимметричных дифракционных линз на подложках из плавленого кварца (Рис. 5. 1). Это было связано с тем, что осесимметричные шаблоны с кольцевой структурой изготавливаются на КЛЗС точнее, чем шаблоны другой геометрии. В этих экспериментах диаметр линз варьировался от 10 до 20 мм, а фокус от 75 до 150 мм. Проведенные измерения дифракционной эффективности показали возможность получения дифракционной эффективности 80% для линз с минимальной шириной зон 8 мкм [134].

Фрагмент фотошаблона, записанного на LDW-стекле, одной из линз показан на Рис. 5.2. Прямоугольник в центре фотографии – это тестовая структура. Такие тестовые структуры были размещены на разных радиусах ПШ

и записывались до основной структуры с целью измерения характеристической кривой LDW-стекла на данном радиусе. После контактной фотолитографии тестовые структуры одинакового размера были удобны для измерения формы и глубины рельефа в фоторезисте и затем в плавленном кварце.

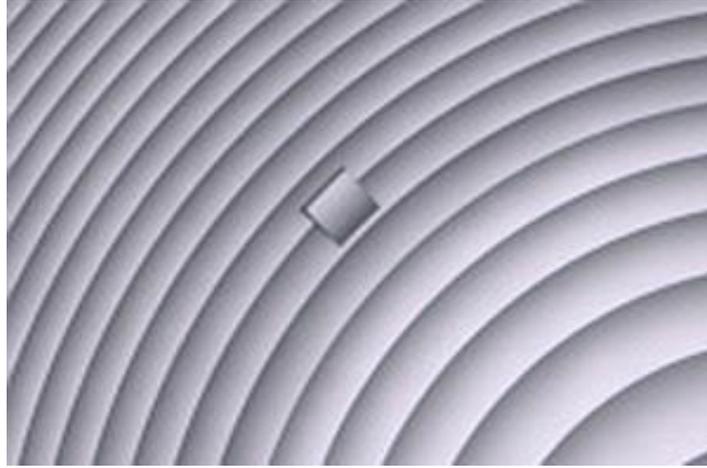


Рис. 5.2. Фрагмент ПФ отрицательной линзы. Прямоугольник в центре – тестовая структура для определения глубины после проявления пленки фоторезиста.

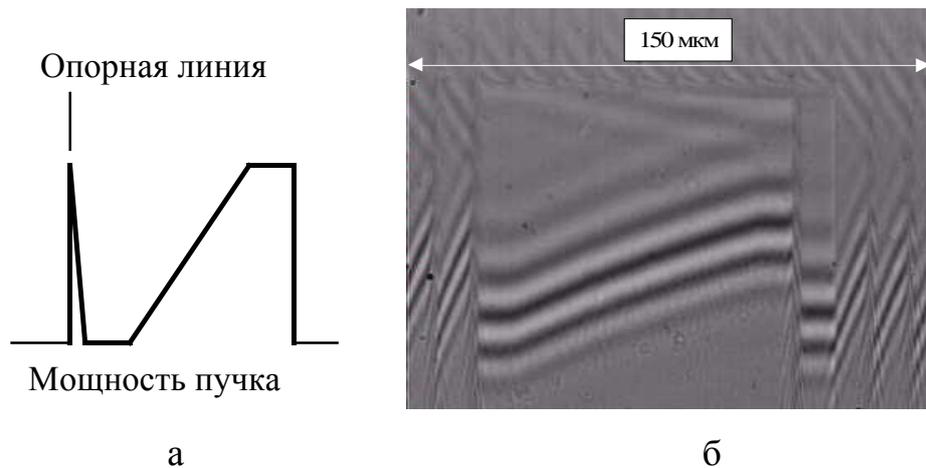


Рис. 5. 3. Тестовая структура: а – функция изменения мощности пучка от радиуса при записи тестовой структуры, б – Интерферограмма профиля фазовой тестовой структуры в фоторезисте.

На Рис. 5. 3, а показана качественно функция изменения мощности пучка от радиуса при записи такой полутоновой тестовой структуры. Опорная линия на тесте использовалось как начало координат при обработке интерферограммы или результатов фотометрии тестовой структуры на фотошаблоне. В связи с

малыми размерами влияние на дифракционную эффективность ДОЭ таких вставок пренебрежимо мало.

На Рис. 5. 3, б показан пример интерферограммы профиля тестовой структуры в фоторезисте, копированной с полутоновой тестовой структуры. Полки на концах линейного профиля тестовой структуры были нужны, чтобы избавиться от влияния краевых эффектов вблизи резкого изменения глубины микрорельефа или коэффициента пропускания.

Рельеф дифракционных линз, сформированный в фоторезисте, переносился в кварц с помощью ионно-плазменного травления. Травление производилось в диодной ВЧ системе с заземленным анодом. Образцы помещались на электрод находящийся под напряжением. Система имела следующие параметры:

- Частота ВЧ напряжения - 13.56 МГц;
- Давление рабочего газа (CF_4) - около 0.6 Па;
- Радиус мишени – 120 мм;
- Межэлектродное расстояние - около 40 мм;
- Напряжение смещения - 400-600 В.

Отношение скоростей травления плавленого кварца и фоторезиста было в среднем 1(кварц):1,4(резист). Скорость травления фоторезиста составляла 16 нм/мин. Процесс травления заканчивался после полного удаления слоя фоторезиста на дифракционном микрорельефе. Этап травления приводил к появлению дополнительной шероховатости на поверхности дифракционной структуры из-за эрозии поверхности фоторезиста (вероятно, вследствие перегрева образца) при длительном травлении. Как следствие, дифракционная эффективность уменьшалась с 85% для линз в слое фоторезиста (измерения сделаны для длины волны оптимальной для получения максимальной эффективности в фоторезисте) до 80% (среднее значение) для кварцевых линз (с глубиной оптимальной для $n=1,47$) [133].

Пример профилограммы дифракционного рельефа в фоторезисте, полученный с помощью автоматизированного микроинтерферометра МИИ-4 [176], показан на Рис. 5.4. Глубина профиля в данном случае составляет 708 нм. На рис. Рис. 5.5 показана профилограмма дифракционной структуры на поверхности кварцевой подложки. Аппроксимированная глубина (см. Главу 4) рельефа составила 990 нм.

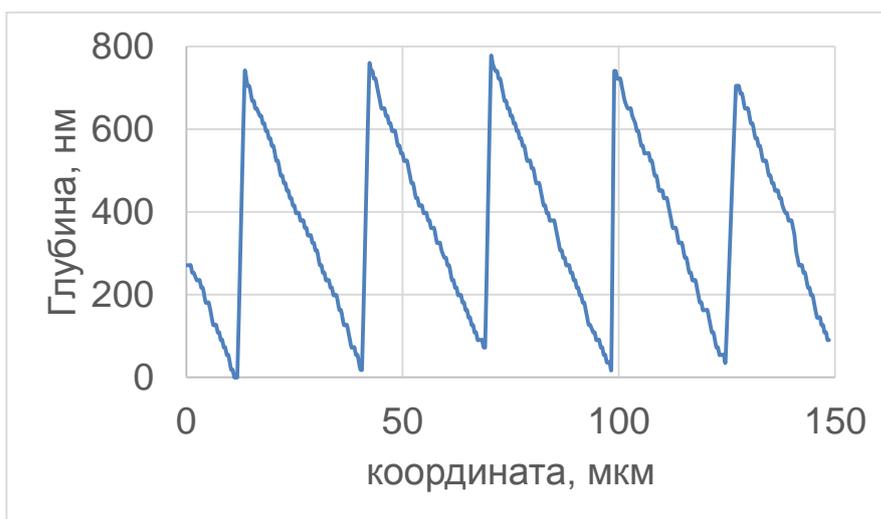


Рис. 5.4. Профилограмма микрорельефа на фоторезисте.

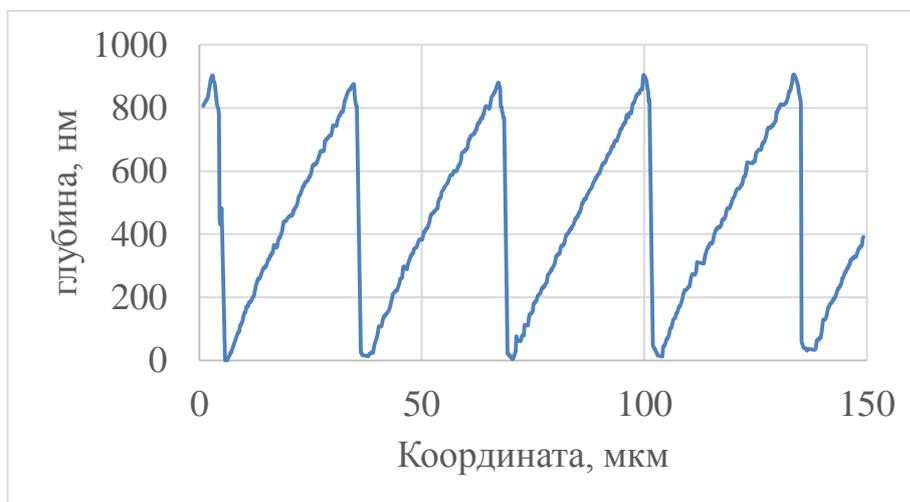


Рис. 5.5. Профилограмма дифракционного микрорельефа на кварце.

В таблице 5.1 представлены данные изготовленных оптических элементов на кварцевых подложках и измеренная дифракционная эффективность при равномерном освещении. Из таблицы видно, что количество ДОЭ с дифракционной эффективностью менее 80% составляет не более 25% от общего

числа элементов. Необходимо отметить, что эффективность дифракционной структуры на стадии рельефа в фоторезисте достигала 85% [184].

Таблица 5.1. Статистика дифракционной эффективности линз.

Образец N	D, Мм	F, мм	DE1, %	Образец N	D, мм	F, Мм	DE1, %
1	10	75	79.9	5	14	100	77.7
2	10	75	80	6	14	100	81
3	10	75	81	7	14	100	81.4
4	10	75	81	8	14	100	81.5
Образец N	D, мм	F, мм	ДЭ, %	Образец N	D, мм	F, Мм	ДЭ, %
9	20	150	80	13	28	200	82
10	20	150	80	14	28	200	80.5
11	20	150	82	15	28	200	77
12	20	150	82.3	16	28	200	67

Фотошаблоны, применявшиеся для упомянутых в этом параграфе экспериментов, записывались на LDW-стекле типа I. Стекла типа II и III обладают худшим пространственным разрешением, чем тип I, так как толщина окрашенного слоя в них больше. При записи ПФ на стекле GS-11 (компания Canyon Materials, Inc, США) эффективность изготавливаемых ДОЭ должна быть выше, так как наши исследования показали, что обратный скат рельефно-фазовых структур в фоторезисте, полученных контактным копированием с тестовых ПФ, записанных на стекле GS-11, не превышает 0,8 мкм (см. **Рис. 2.35**).

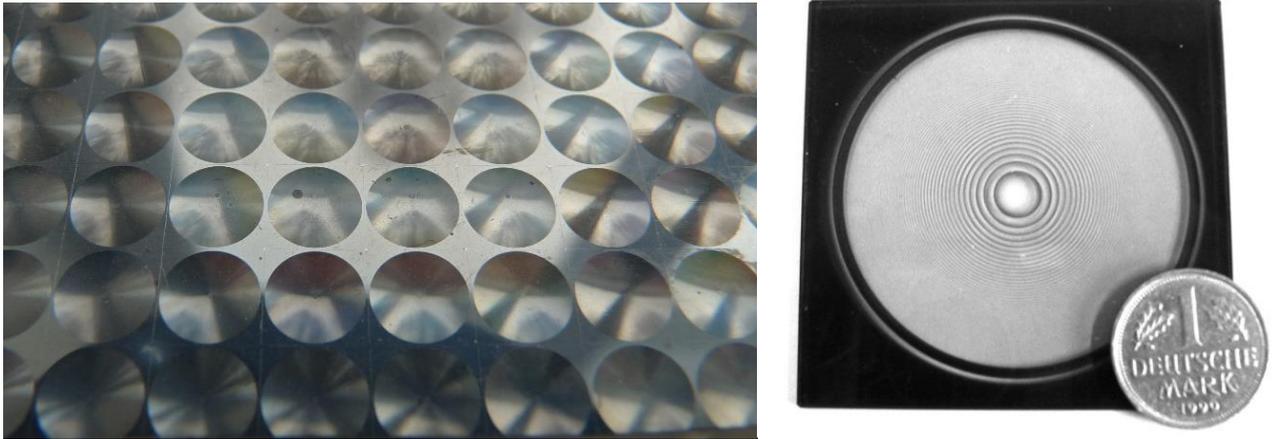


Рис. 5.6. Применение полутоновых осесимметричных фотошаблонов для изготовления различных ДОЭ: а – кремниевая пластина с дифракционных линзами для ИК диапазона, б – ПФ для их изготовления с помощью проекционной литографии.

Кроме кварцевых осесимметричных ДОЭ были изготовлены также кремниевые линзы для CO_2 лазеров (длина волны 10,6 мкм) с фокусным расстоянием 4,4 мм и диаметром 5 мм. Числовая апертура этих линз составляла $N.A.=0,58$. Минимальный период зон был 16 мкм, а глубина рельефа около 3,7 мкм. Линзы изготавливались методом проекционной фотолитографии с уменьшением рисунка полутонного фотошаблона 1:10. На Рис. 5.6 показана фотография кремниевой пластины с такими линзами и ПФ, использованный для их изготовления с помощью установки проекционной литографии. На Рис. 5. 7 показан пример профилограммы дифракционного рельефа кремниевой микролинзы.

Кроме полутонной фотолитографической технологии осесимметричные дифракционные элементы изготавливались методом прямой лазерной записи на фоторезисте по технологии, рассмотренной в главе 3.

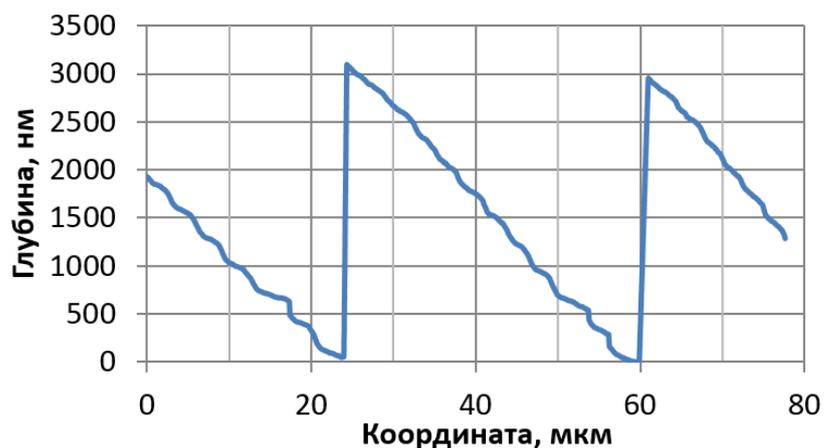


Рис. 5. 7. Профилограммы дифракционного рельефа кремниевой микролинзы.

Один из таких элементов – дифракционный объектив для интерферометрии с числовой апертурой 0.158 для длины волны 632.8 нм - упоминается в параграфе 1.2. Объектив был записан без оптимизации распределения экспозиции. На Рис. 5. 8, а показана интерферограмма рельефа ДОО, а на Рис. 5. 8, б показан график зависимости дифракционной эффективности от радиуса. Дифракционная эффективность определялась как отношение интенсивности света в первом порядке дифракции к интенсивности света прошедшего через участок подложки без микроструктуры. Эффективность падает до 40 % на участке с периодом около 4 мкм. Общая дифракционная линзы составила 74% при освещении гауссовым пучком. Относительно низкая дифракционная эффективность для малых периодов зон, сравнимая с эффективностью бинарного рельефа стала стимулировала исследования по оптимизации распределения экспозиции методом ZВО, результаты которых подробно описаны в параграфе 3.5. На Рис. 5. 9, а приведена фотография дифракционной линзы (минимальный период зона - 3,6 мкм, диаметр - 20 мм), изготовленной с помощью прямой лазерной записи на КЛЗС и реактивного ионного травления на кварцевой подложке. Рельеф поверхности дифракционных зон с периодом около 6,5 мкм для этой линзы, полученный на атомно-силовом микроскопе, демонстрируется на Рис. 5. 9, б.

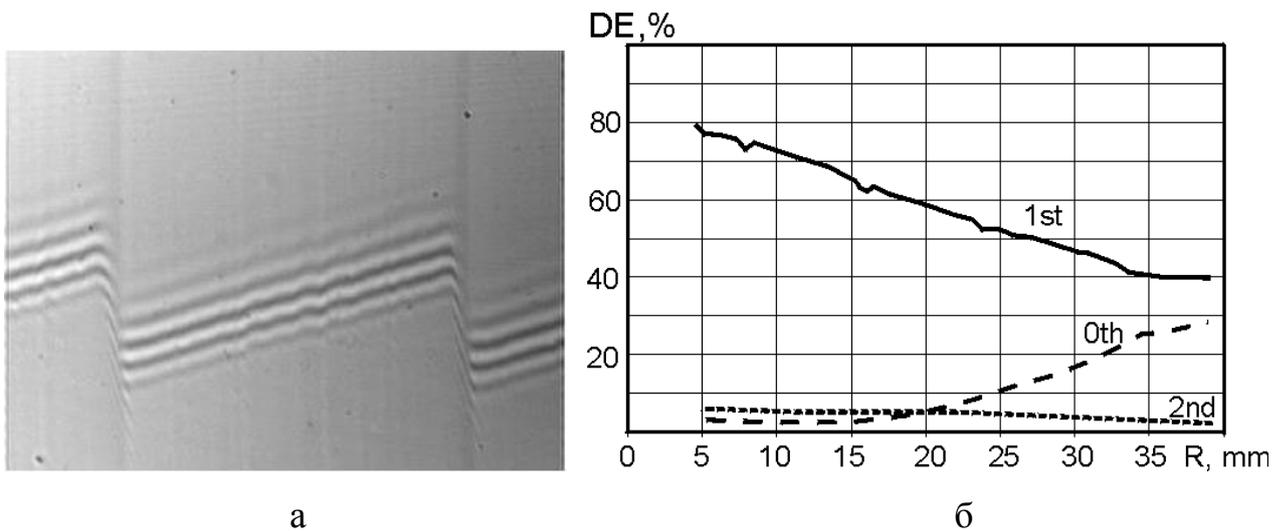


Рис. 5. 8. а - Интерферограмма дифракционного рельефа с периодом 60 мкм, б - график зависимости дифракционной эффективности в 0-м, 1-м и 2-м порядках от радиуса.

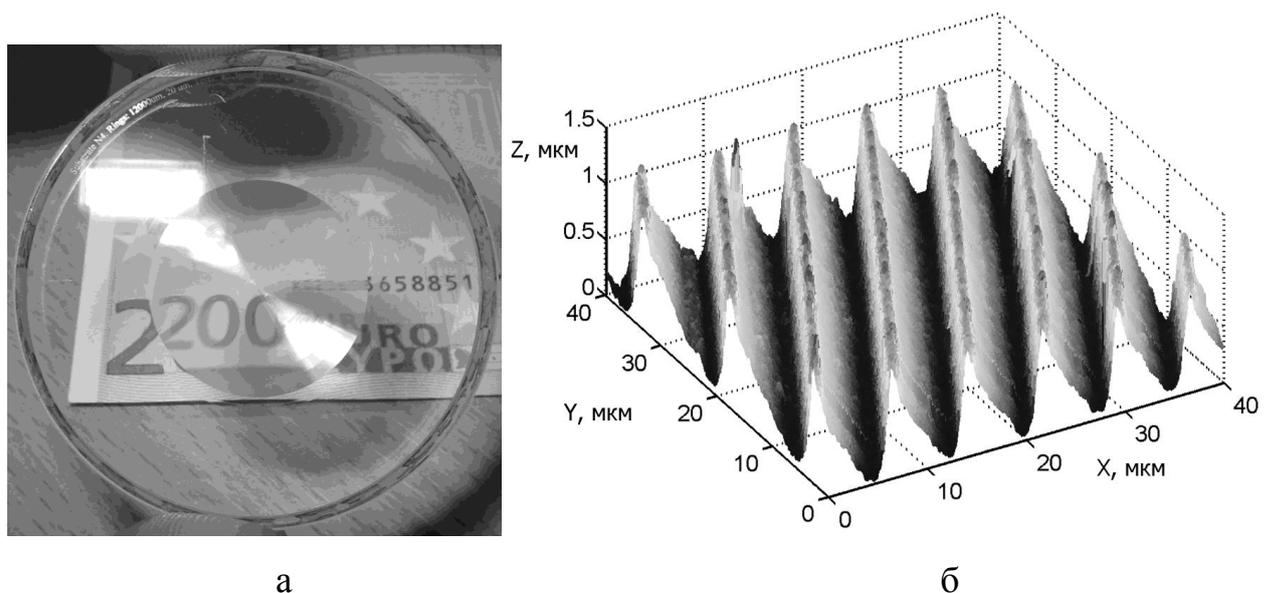


Рис. 5. 9, а - Дифракционная линза с оптимизированным профилем; (б) - профилограмма дифракционных зон с периодом 6.5 мкм.

Минимальная дифракционная эффективность для этих элементов составила не менее 63% согласно графику на Рис. 3.12. Такой резкий рост эффективности объясняется оптимизацией распределения экспозиции и использованием более высококачественного микрообъектива, фокусирующего излучение в меньшее пятно.

5.2. Бифокальные дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы

Одним из наиболее массовых применений рельефно-фазовых оптических элементов может стать производство бифокальных дифракционно-рефракционных линз (далее БДРЛ). Такие линзы вошли в медицинскую экспериментальную практику в конце 80х годов прошлого века [185]. Эффект бифокальности или «псевдоаккомодации» достигается в таких линзах за счет дифракции светового потока на кусочно-непрерывном дифракционном микрорельефе с фазовой глубиной примерно равной половине длины волны середины видимого диапазона. При этом интенсивности нулевого и первого порядков дифракции получаются примерно равными 40 % [186,187]. Остальные 20% света уходят в паразитные дифракционные порядки. Дополнительная оптическая сила, создаваемая дифракционной структурой, составляет около +3-4 диоптрий, чтобы интенсивность расфокусированного изображения была существенно ниже интенсивности сфокусированного. Первая линза фирмы «ЗМ», выпущенная в 1988 году, была имплантирована 20000 пациентов. Линзы делались из твердого полиметилметакрилата алмазным точением. На острых краях дифракционных зон со временем скапливались биологические отложения, существенно ухудшавшие оптические свойства линз.

Успехи в развитии офтальмологического оборудования, методов хирургии, технологий производства и материалов стимулировали в середине первого десятилетия 21 века появление эластичных дифракционно-рефракционных бифокальных линз из новых полимерных материалов. Эластичность необходима для того, чтобы имплантироваться через малый разрез, снижающий драматичность операции. К новому поколению дифракционно-рефракционных линз относят линзы Acrysof ReSTOR [188, 189] корпорации «Alcon» из США, AcriLisa [189] немецкой фирмы «AcriTec» и линза Tecnis ZM900 фирмы «AMO» (США) [189].

В России совместными усилиями ИАиЭ СО РАН и ЗАО «ИнтраОЛ» была также разработана бифокальная линза нового поколения и технология изготовления матриц с дифракционным микрорельефом для ее тиражирования [190, 191]. Материал, разработанный НПП «Репер-НН» для изготовления эластичных интраокулярных линз, обладает высокой биосовместимостью и на его применение получено положительное решение Минздрава РФ. Технология их тиражирования [192] также разработаны НПП «Репер-НН» (г. Нижний Новгород). Постановка исходной задачи и апробация разработанных линз проводилась при активном участии Новосибирского филиала МНТК «Микрохирургия глаза».

В отличие от самой распространённой БДРЛ типа Acrysof ReSTOR, в котором дифракционная структура формирует сферический волновой фронт, в российской БДРЛ дифракционный компонент, нанесенный на плоскую поверхность линзы, формирует асферический волновой фронт. Это сделано для того, чтобы повысить качество изображения при широком зрачке [10] за счет компенсации aberrаций оптической системы глаза и рефракционного компонента БДРЛ. Фазовая функция такого дифракционного компонента предложена и обоснована Г.А. Ленковой и В.П. Коронкевичем [10,193]. Она имеет вид

$$\varphi(r) = (2\pi / \lambda) \text{mod}_{2\pi}((a_2 r^2 + a_3 r^4) + \varphi_0), \quad (2)$$

где r - радиус; φ_0 - фазовый сдвиг, характеризующий уменьшение радиуса центральной зоны; a_2 - коэффициент, определяющий фокусное расстояние f дифракционной структуры и равный $n/2f$ (n - показатель преломления глазной жидкости), a_3 - aberrационный коэффициент, равный $cn/8f^3$, где $c = c_1 + c_2 + c_3$ - сумма безразмерных коэффициентов, характеризующих aberrации системы глаза (c_1), aberrации рефракционного компонента БДРЛ (c_2) и aberrации, вызванные расположением дифракционной структуры в сходящемся пучке (c_3).

Значение коэффициента c_1 зависит от выбора модели глаза, положенной в основу расчета, и в первую очередь от параметров роговицы. Параметры глаза могут быть индивидуальными, т. е. заданными для конкретного пациента. Известно, что до диаметра зрачка 2 мм можно считать роговицу сферической. При расширении зрачка дальше этого значения необходимо учитывать асферичность роговицы. В работе [194] анализируется влияние модели глаза на расчетное качество изображения на сетчатке глаза с имплантированным хрусталиком. Показано, что выбор формы роговицы, близкой к среднеанатомической форме, существенно улучшает качество изображения на сетчатке при расширенном зрачке.

Производство российской БДРЛ, разработанное и освоенное в ООО «РЕПЕР-НН» основано на использовании пары кварцевых матриц, которые при установке их напротив друг друга образуют полость, повторяющую заданную форму линзы (Рис. 5.10). Одна из матриц имеет сферическую выемку в центре и фигурные полости для формирования гаптики, а другая матрица имеет кольцевую дифракционную структуру в центре плоской поверхности. Заполнение полости жидким полимером [192] с последующим его фотоотверждением методом фронтальной полимеризации [195] даёт возможность получить готовое изделие. Установка для фронтальной полимеризации использует осветитель с ртутной лампой, световой пучок от которой постепенно расширяется, полимеризуя сначала центральную область и в конце периферию плоско-выпуклой линзы. Такой способ позволяет уменьшить объемную усадку и, соответственно, повысить точность формы линзы.

Матрица с дифракционной структурой изготавливалась первоначально методом прямой лазерной записи в фоторезисте с применением круговой лазерной записывающей системы CLWS-300IAE [191]. После проявления фоторезиста дифракционный микрорельеф переносился на поверхность в кварцевой матрицы методом реактивного ионно-плазменного травления.

Система автофокусировки CLWS-300IAE перестраивалась при записи дифракционных матрицы таким образом, чтобы формировать пучок диаметром порядка 5 мкм. Это было необходимо для сглаживания обратных скатов дифракционных зон и сглаживания паразитной модуляции рельефа зон, возникающей из-за неточности позиционирования лазерного пучка (см. параграф 3.2). Из-за инвертирования дифракционной структуры при репликации дифракционный линзовый компонент матрицы имел отрицательную оптическую силу. Для формирования центральной дифракционной зоны в фоторезисте требовалось увеличивать мощность лазерного пучка к центру. Центральная область матриц вблизи центра вращения получалась дефектной из-за эффекта переэкспонирования не смотря на использование режима импульсной записи с аргоновым лазером на длине волны 457 нм. Причины этого эффекта обсуждены в главе 1.



Рис. 5.10. а - Установка для метода фронтальной полимеризации. 1 – осветитель, 2 – управляемая диафрагма, 3 – проекционная оптическая система, 4 - рефракционная матрица, 5 дифракционная матрицы БДРЛ; б – фотография дифракционных матриц для тиражирования БДРЛ.

Для уменьшения этого эффекта было предложено ввести в линзу фазовый сдвиг, чтобы в центре линзы оказался участок с минимальной экспозицией. Для изучения степени влияния фазового сдвига на бифокальные свойства БДРЛ мы провели теоретический расчет распределения интенсивности света вдоль оптической оси БДРЛ с оптической силой рефракционного компонента 20 дптр и дополнительной оптической силой дифракционного компонента 4 дптр на длине волны 546 нм. Расчет функции рассеяния точки (ФРТ) по заданной фазовой функции БДРЛ в зависимости от расстояния от линзы позволил получить распределение интенсивности на оптической оси. Теоретическое распределение нормированной интенсивности света по порядкам дифракции вдоль оси каустики БДРЛ показано на Рис. 5.11.

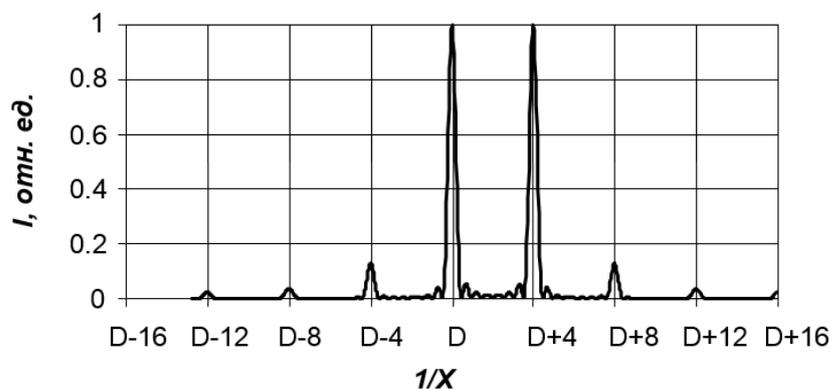


Рис. 5.11. Распределение света по порядкам дифракции вдоль оптической оси глаза с бифокальной дифракционно-рефракционной линзой при диаметре зрачка 3 мм.

Чтобы сделать распределение интенсивности вдоль оси каустики независимым от оптической силы (рефракции – по терминологии офтальмологов) рефракционного компонента мы показываем его в виде функции от $1/X$ (X – расстояние от интраокулярной линзы), выраженной в диоптриях относительно расчетной оптической силы рефракционного компонента D . Из графика видно, что энергия в основном концентрируется в двух основных максимумах, соответствующих оптическим силам в 0-ом (D диоптрий) и в 1-ом ($(D+4)$

диоптрий) порядках дифракции. Часть энергии концентрируется в более высоких порядках, но её вклад в основное изображение незначителен.

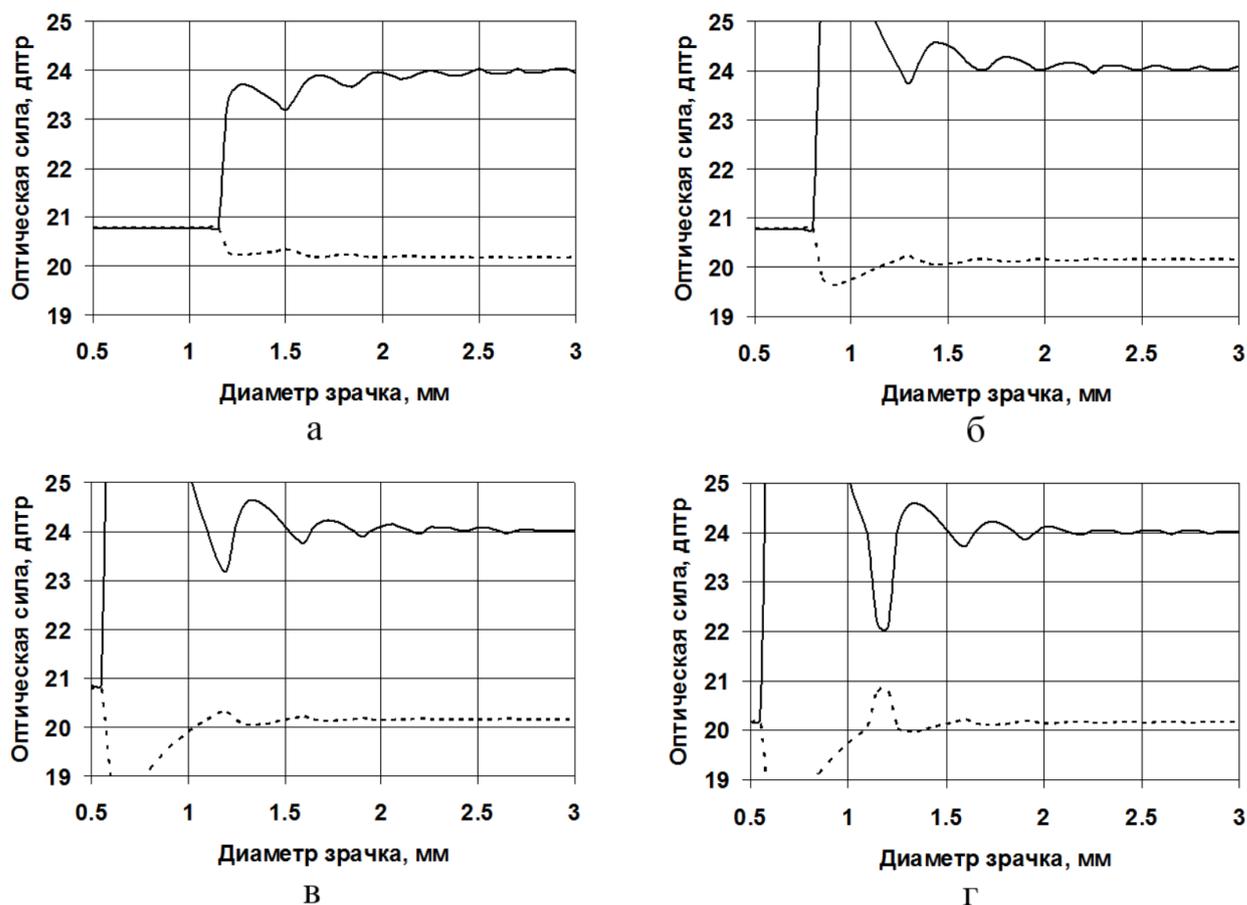


Рис. 5.12. Зависимость оптической силы, соответствующей максимумам интенсивности нулевого (пунктирные кривые) и первого (непрерывные кривые) порядков дифракции с различными модификациями фазовой структуры: (а) $\varphi=0$, (б) $\varphi=\pi$, (в) $\varphi=1,5\pi$, (г) $\varphi=1,5\pi$ и фаза в центральной зоне равна 0.

На Рис. 5.12, а представлены результаты расчета оптической силы в ближнем и дальнем фокусах для дифракционного компонента, выполненного в виде зонной пластинки с фазовым сдвигом $\varphi_0=0$. Хотя реально диаметр зрачка глаза не бывает меньше, чем 1,5 мм, мы провели расчеты и для условий ниже этого значения. Это было сделано для того, чтобы исследовать область перехода к монофокальной фокусировке, которая наблюдается при зрачке меньшем диаметра первой дифракционной зоны, равного ~ 1 мм. Величина монофокальной оптической силы определяется совместным действием

рефракционного компонента и полуволнового параболического рельефа центральной дифракционной зоны. Локальные минимумы на кривой, соответствующей ближнему фокусу, и локальные максимумы на кривой, соответствующей дальнему фокусу, лежат в точках, где диаметр зрачка совпадает с диаметром ближайшей дифракционной зоны. Из графика на Рис. 5.12, (а) можно заключить, что с уменьшением апертуры оптическая сила дифракционного компонента осциллирует и постепенно падает.

На Рис. 5.12, б показано поведение фокусов при введении в фазовую функцию дифракционного компонента φ фазового сдвига $\varphi_0 = \pi$, использованного в линзе Acrysof ReSTOR. Поведение фокусов становится иным. Они также осциллируют, но постепенно расходятся с уменьшением зрачка. Приближение дифракционного фокуса к глазу является недостатком, но при реальных диаметрах зрачка этот эффект незначительно мал. Наше моделирование показало (Рис. 5.12, в), что оптимальным является фазовый сдвиг $1,5\pi$, при котором средняя линия осцилляций оптической силы остается практически без изменений. В разработанной интраокулярной линзе МИОЛ-Аккорд была выбрана именно эта величина фазового сдвига, и она определяла границы зон. В силу упомянутых выше технологических причин нам было удобнее иметь плоскую центральную дифракционную зону (в центре профиль нулевой поглощенной энергии). Из графика на Рис. 5.12, г видно, что устранение параболического профиля в центре практически не оказывает влияния на результат при уменьшении диаметра зрачка до 1,3 мм.

Благодаря получению разрешения на применение БДРЛ «МИОЛ-Аккорд» в медицинской практике и успешным результатам, достигнутым офтальмологами при ее имплантации потребовалось наращивать производство этих линз в ООО «Репер-НН». В этот момент стало очевидно, что процесс прямой лазерной записи слишком дорогой и медленный, так дифракционные матрицы необходимо менять после изготовления 200-300 линз. Рефракционные матрицы изнашиваются гораздо медленнее, так как они не имеют

дифракционного микрорельефа и отполированной до остаточной шероховатости в несколько нанометров. Анализ различных развитых нами технологий изготовления кусочно-непрерывного рельефа показал, что наиболее массовое и точное производство дифракционных матриц может быть создано на базе проекционной литографии с ПФ. При уменьшении ПФ в 10 раз сглаживается и практически полностью исчезает паразитная модуляция исходной структуры, возникающая из-за неточности позиционирования записывающего лазерного пучка. Сглаживание обратных скатов дифракционных зон (для защиты от биологических отложений) достигается за счет вывода фотошаблона или подложки с фоторезистом из фокальной плоскости проекционного объектива.

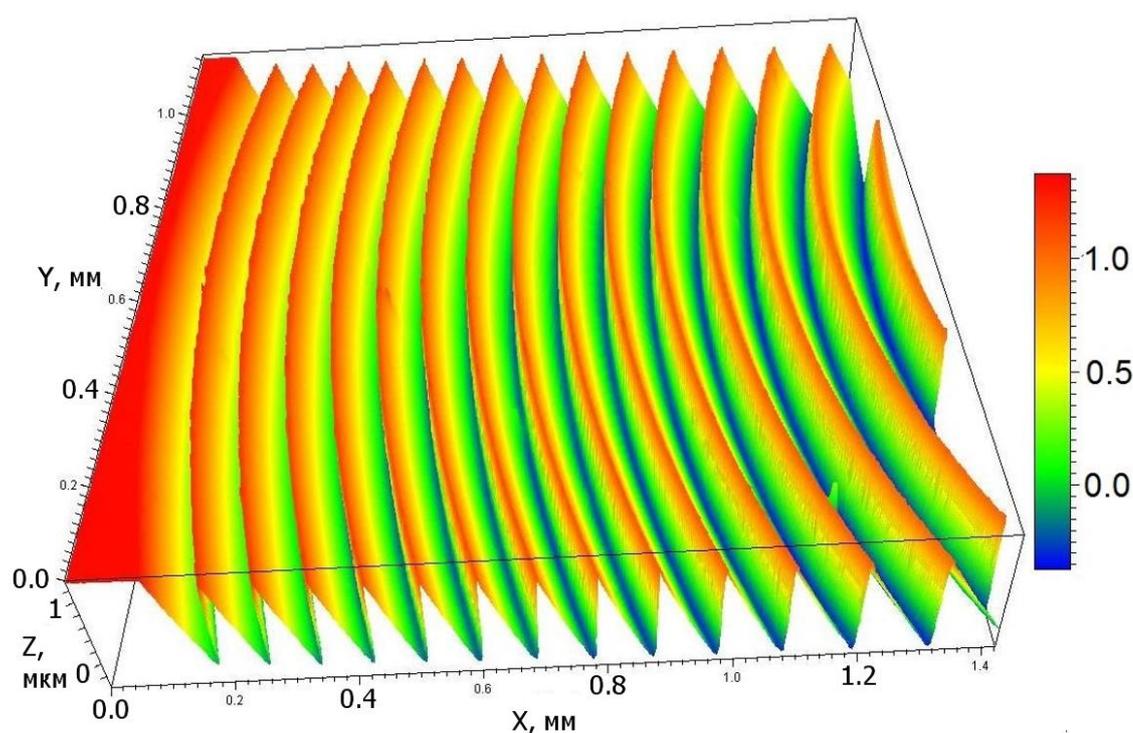


Рис. 5.13. Профилограммы рельефа дифракционной матрицы, сформированного проекционной фотолитографией в фоторезисте и затем перенесенной в кварцевую подложку

На Рис. 5.13 приведены профилограммы рельефа дифракционной матрицы, сформированного проекционной фотолитографией в фоторезисте и затем перенесенного в кварцевую подложку реактивным ионным травлением. Селективность этого процесса в используемой установке Plasmalab 80Plus была

равна 1(фоторезист):1 (кварц). Профилограмма микрорельефа в кварце, полученная с 50X объективом на интерферометре белого света на рис. Рис. 5.14. На границе зоны пологие обратные скаты имеют ширину (от максимума до минимума рельефа) около 7-8 мкм. Как указывалось в главе 3, наличие обратных скатов уменьшает эффективность в +1 порядке дифракции, соответствующем ближнему зрению. В результате дифракционная эффективность растет в нулевом порядке и падает в первом. Эта зависимость показана на Рис. 5.15, а. По оси абсцисс отложен период дифракционных зон T_r , нормированный на диаметр w обобщенной функции рассеяния точки (Глава 4), полученной для проекционной литографии и сухого травления. При указанной выше шире обратного ската $w=5$ мкм.

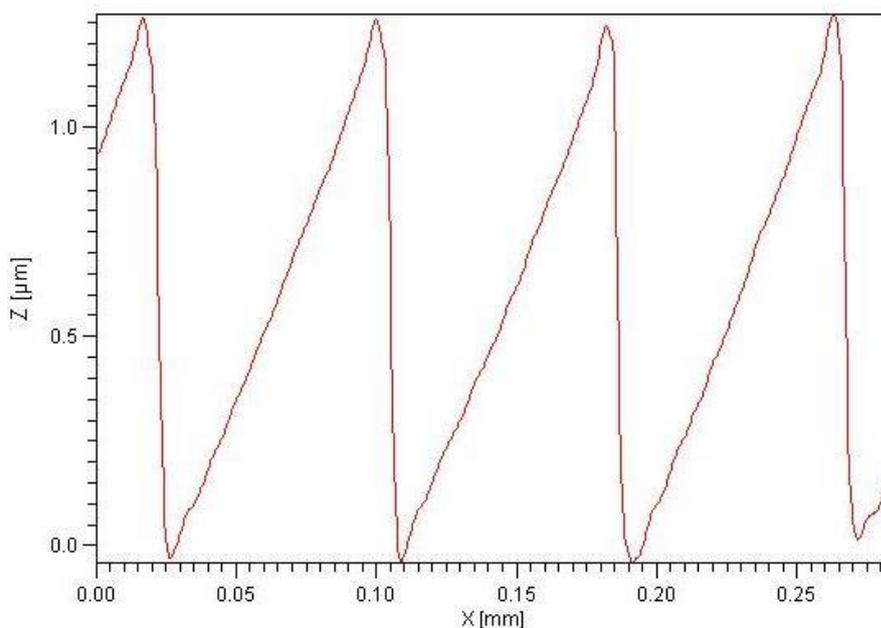


Рис. 5.14. Профилограмма рельефа дифракционной матрицы, снятая на интерферометре белого света WLI с объективом 50X.

Для поддержания равенства интенсивностей в нулевом и первом порядках дифракции необходимо с уменьшением ширины зон увеличивать их глубину на коэффициент F по отношению к глубине идеального рельефа с вертикальным обратным скатом [196], рассчитанного для получения равных интенсивностей нулевого и первого порядка дифракции (1,62 мкм). По результатам расчета

эффективности в нулевом и первом порядках дифракции для различной глубины рельефа была получена зависимость F (рис. 5.15, в). от нормированной величины w/Tr .

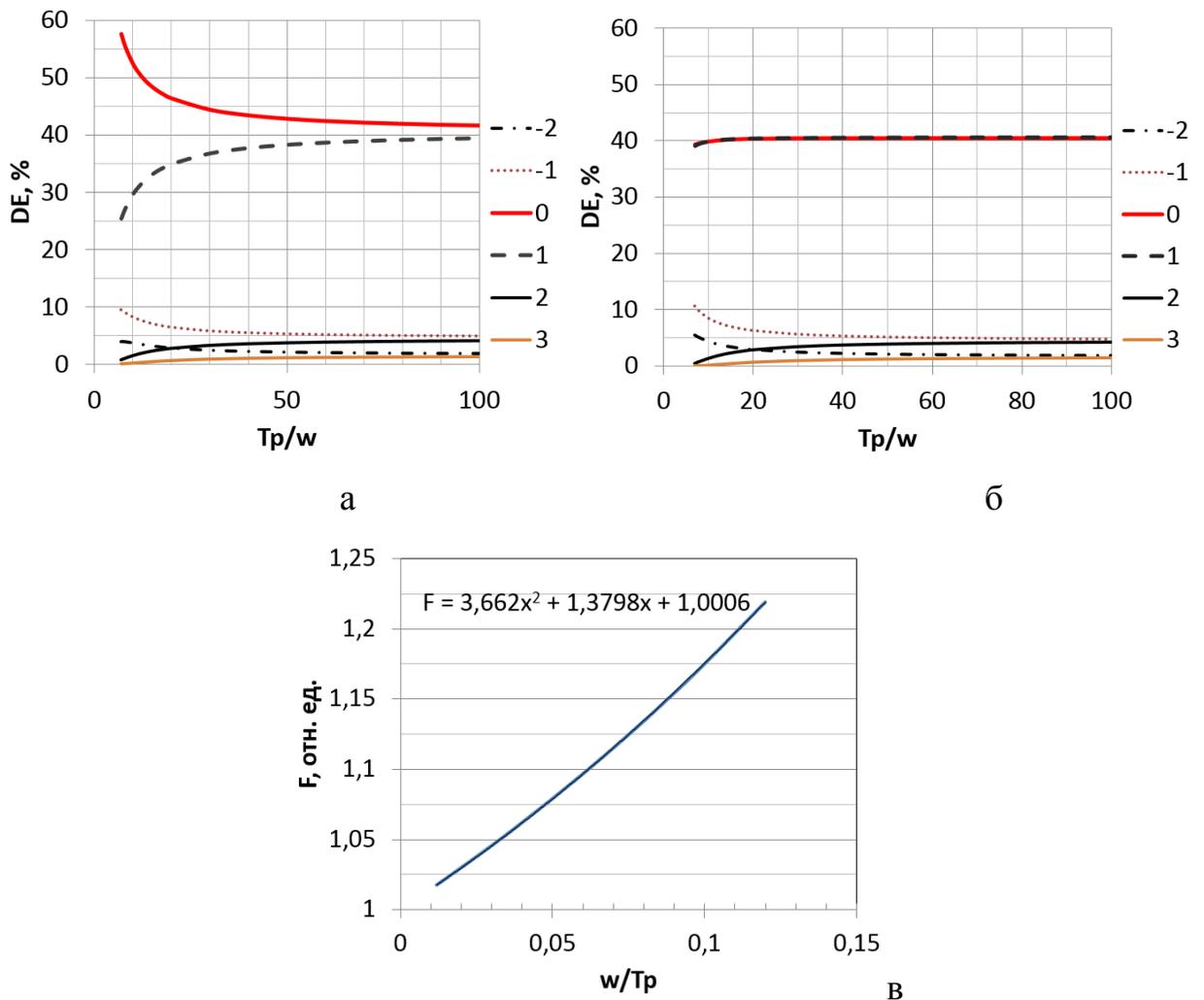


Рис. 5.15. а - Дифракционная эффективность в дифракционных порядках с -2 до +3-го как функция Tr/w для неоптимизированного рельефа, б - для оптимизированного, в - расчетная зависимость коэффициента увеличения F от глубины рельефа от w/Tr ,

Эта зависимость аппроксимируется с высокой точностью полиномом второй степени. На Рис. 5.15, б показан график расчетных зависимостей эффективности в порядках от -2-го до 3-го. Интересно отметить, что фактически перераспределяются только энергии нулевого и первого порядков. Остальные порядки практически не изменяются. В соответствии с коэффициентом на Рис.

5.15, б был произведен расчет микроструктуры ПФ. Диаметр дифракционной структуры был ограничен 5 мм, чтобы поверхность линзы на периферии была гладкая для уменьшения вероятности биологических отложений. Такие отложения наблюдаются зарубежными врачами на периферии линз ИОЛ с дифракционной структурой от других производителей.

Оптическое тестирование БДРЛ «МИОЛ-Аккорд» показало [197,198], что эти линзы дают оптическое качество изображения с функцией рассеяния точки (ФРТ) близкой к дифракционному пределу и пространственным разрешением не менее чем 100 мм^{-1} . ФРТ имеет симметричную форму в ближнем и дальнем фокусах. Интенсивность нулевого (дальнее зрение) и +1 дифракционных порядков (ближнее зрение) практически одинакова.

Клинические испытания линзы МИОЛ-Аккорд, производимых НПП «Репер-НН», проводились в нескольких клиниках России. Ниже приводятся результаты, полученные в Новосибирском филиале ФГУ «МНТК «Микрохирургия глаза» им. акад. С.Н.Фёдорова» [199, 200] под руководством И.А. Искакова. Имплантация линзы через инжектор (Рис. 5. 16) позволяет минимизировать операционный разрез, что препятствует формированию послеоперационного роговичного астигматизма. Так средняя кривизна роговицы в центральной зоне до операции составляла $0,64 \pm 0,42$ дптр, а в сроки до 6 месяцев после операции – $0,57 \pm 0,41$ дптр. Фрагменты одной из операций представлены на Рис. 5. 16.

При расчете силы имплантируемой линзы стремились получить ожидаемую послеоперационную рефракцию, близкую к эметропии. В сроки до полугода отклонение послеоперационной рефракции (сферэквивалент) глаза составило - $0,17 \pm 0,70$ дптр. Отклонение от ожидаемой рефракции приводило к снижению остроты зрения у ряда пациентов. Однако острота зрения с коррекцией во всех случаях была не ниже 0,5. Это свидетельствует о том, что при правильном расчете линзы и исключении факторов, вызывающих появление индуцированных аберраций глаза, например, роговичного астигматизма, можно

достичь высокой остроты зрения без коррекции. У всех пациентов, прооперированных на оба глаза, отмечалось устойчивое бинокулярное зрение в диапазоне от 30 см до 5 метров. Все пациенты удовлетворены своим зрением вдаль и вблизи.

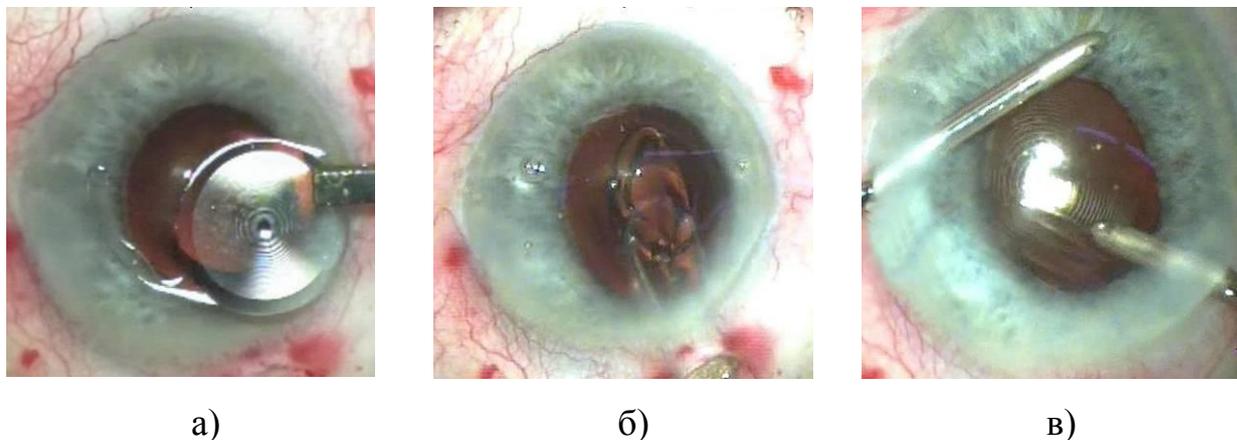


Рис. 5. 16. Фрагменты имплантации линзы “МИОЛ-Аккорд”: а) - линза на фоне глаза, б) – выход линзы из инжектора в капсулу хрусталика, в) – вымывание вискоэластика.

Не смотря на достигнутые успехи в изготовлении БДРЛ поиски оптимальной технологии были продолжены в связи с тем, что в офтальмологии могут найти применение [201] многопорядковые дифракционные оптические элементы [202]. Для применения таких элементов в офтальмологии требуется формировать рельеф глубиной несколько десятков микрон. Большой потенциал для этой задачи имеет LIGA-технология на основе применения синхротронного излучения. В частности, нами исследовалось применение динамической рентгенолитографии для изготовления осесимметричных дифракционных линз [203, 204]. Идея метода состоит в том что если поместить в пучок синхротронного излучения металлический шаблон [205] с окном в виде «елочки» и вращать под ней подложку покрытую резистом SU-8, то после проявления в резисте формируются глубокие кольцевые пилообразные зоны (Рис. 5. 17).. Для практического применения этой технологии необходимо уменьшить неровность края окон рентгеношаблонов и использовать ПММА с возможно меньшим разбросом молекулярной массы.

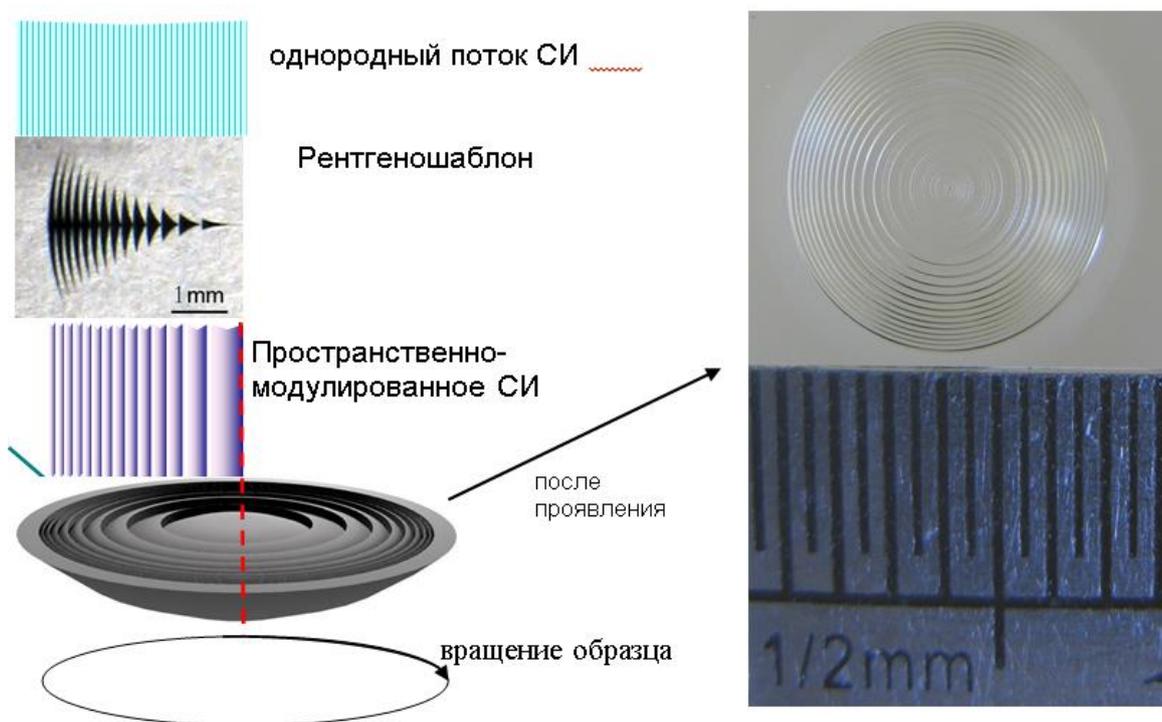


Рис. 5. 17. Применение динамической рентгенолитографии для изготовления дифракционных линз.

5.3. Синтез микролинзовых растров для задач метрологии

Одним из самых распространённых типов РОЭ являются микролинзовые растры, применяемые в разнообразных оптоэлектронных и лазерных системах: для формирования распределения интенсивности с плоской вершиной (элементы такого типа называют часто гомогенизаторами), для оптической связи, в датчиках Шэка-Гартмана для измерения волнового фронта [206] и адаптивной коррекции его формы в лазерных системах и астрономических телескопах [207], для пространственной модуляции распределения плотности энергии фемтосекундного излучения в микрорастровых эмиттерах терагерцового излучения [208] и др.

Рассмотрим подробнее применение в датчиках Шэка-Гартмана, который состоит из микролинзового растра и видеокамеры, установленной в плоскости регистрации изображений. По измеренным смещениям изображений, созданных отдельными элементами растра, вычисляются локальные наклоны волнового фронта на входных субапертурах растра и восстанавливается волновой фронт

излучения, падающего на микролинзовый растр. Фокусные расстояния датчиков зависят от требуемых чувствительности и динамического диапазона искажений волнового фронта [209].

Для адаптивных оптических систем, компенсирующих искажения волнового фронта, вызванные атмосферной турбулентностью, требуются датчики Шэка-Гартмана с низкоапертурными линзами. Чтобы обеспечить регистрацию угловых смещений изображения в диапазоне от долей до 2-3 радиусов дифракционных изображений микролинзовые растры должны быть длиннофокусными. Упаковка элементов в растре должна быть достаточно плотной. Так в работе [210] в численном эксперименте показано, что при уменьшении диаметра прозрачной области отдельного элемента растра эффективность адаптивной коррекции заметно уменьшается.

Изготовление длиннофокусного микролинзового растра с полным заполнением является сложной задачей. То есть линзы по сути являются рефракционными. Технология оплавления, позволяющая изготовить наиболее качественные линзовые растры, не может быть использована, так как она, во-первых, ограничена отношением прогиба к диаметру линзы – не менее 1:20, а, во-вторых, не позволяет достичь 100% заполнения, так как капли расплавленного фоторезиста не должны смыкаться.

Возможность изготовления таких линз с разбиением на дифракционные зоны может быть оценена по известному выражению для радиусов зон в параксиальном приближении:

$$r_i^2 = 2i\lambda f,$$

где f – фокус, i – номер зоны по внешнему радиусу. Для растра микролинз с фокусом порядка 80-100 мм и стороной квадратной ячейки 640 мкм в диагональном направлении в ячейке помещается примерно две дифракционные зоны при расчете для первого порядка дифракции на длине волны 0.532 мкм. Такие микролинзы являются с точки зрения зависимости фокуса от глубины

рельефа ведут себя почти также как рефракционные [211]. То есть ошибка глубины микрорельефа приводит к примерно пропорциональной ошибке в фокусе. Прямая лазерная запись по фоторезисту растра низкоапертурных микролинз в дифракционном или рефракционном дизайне приведет к разбросу фокусов линз порядка 5-10% процентов.

Для сокращения этого разброса был предложен новый подход к проблеме создания низкоапертурных микролинзовых растров и датчиков Шэка-Гартмана: замена элементарной линзы растра на внеосевой фрагмент дифракционной линзы с таким же фокусом, но значительно большим диаметром [212]. Схема такого датчика показана на Рис. 5. 18, а. Расстояние от оптической оси до математически вырезаемого внеосевого фрагмента дифракционной линзы подбирается таким образом, чтобы средний период зон в нем был не слишком мал с точки зрения выбранного технологического процесса изготовления. С большей стороны он ограничивается требованием на пространственное разведение нулевого и первого порядка дифракции от всех линз. Кроме этого существует также ограничение с точки зрения пространственной дискретизации рельефа при расчете файла данных в полярных координатах. Всем этим требованиям в нашем случае удовлетворяет период дифракционных зон 6-7 мкм. На Рис. 5. 18, б показано изображение пятен, формируемых растром внеосевых дифракционных линз.

Использование в датчике растра низкоапертурных внеосевых дифракционных линз с высоким качеством формирования волновых фронтов и высокой степенью повторяемости параметров отдельных элементов позволили с высоким угловым разрешением регистрировать наклоны волнового фронта (~10 угловых секунд). Общая ошибка системы измерения (системы формирования изображения, регистрации гартманограммы и вычисления углового смещения центра тяжести изображения) не превышает 4,8 угловых секунд (0,15 пикселя в плоскости регистрации), что приводит к среднеквадратическому отклонению от плоскостности восстановленного волнового фронта, не превышающему $0,0170\lambda$.

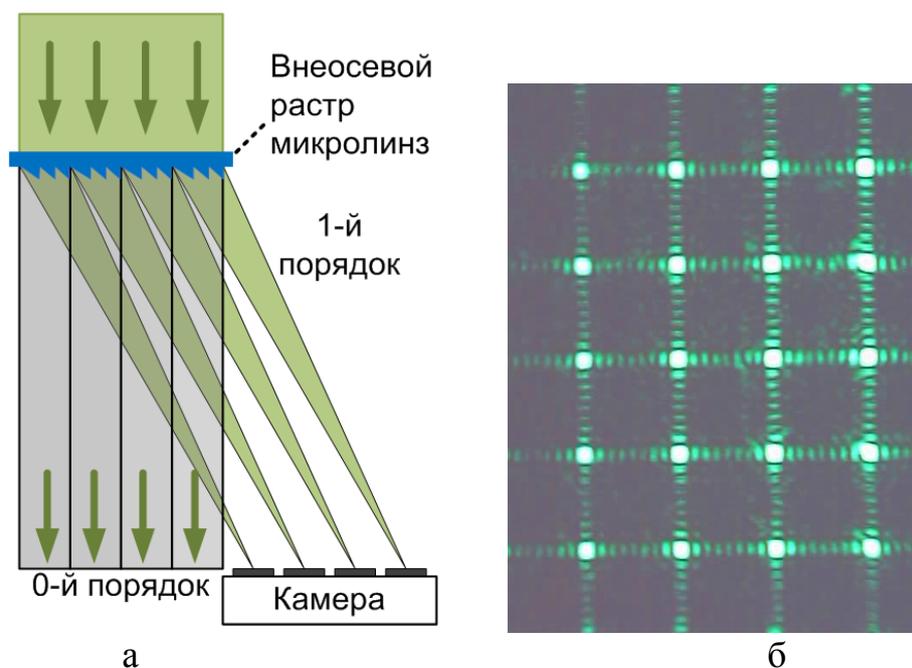


Рис. 5. 18. а – схема датчика с внеосевым растром, б - фотография изображения в фокальной плоскости +1-го порядка.

Для датчиков Шэка-Гартмана, разрабатываемых в ИОА СО РАН, нами были также синтезированы несколько вариантов растров с осевыми дифракционными микролинзами. Особенностью процесса синтеза является, то что вместо кварцевых подложек используется пленка SiO_2 толщиной 2.5 мкм, напыленная на подложку из боросиликатного стекла. На пленку оксида кремния наносится фоторезист, после сушки и равномерной предэкспозиции производится экспонирование структуры микролинзового растра путем мультипликации с 10-кратным уменьшением растриванного ПФ одной линзы, проявления фоторезиста и перенос кусочно-непрерывного микрорельефа из фоторезиста на поверхность SiO_2 с помощью ионно-плазменного травления. На Рис. 5. 19 показана профилограмма фрагмента микролинзового растра.

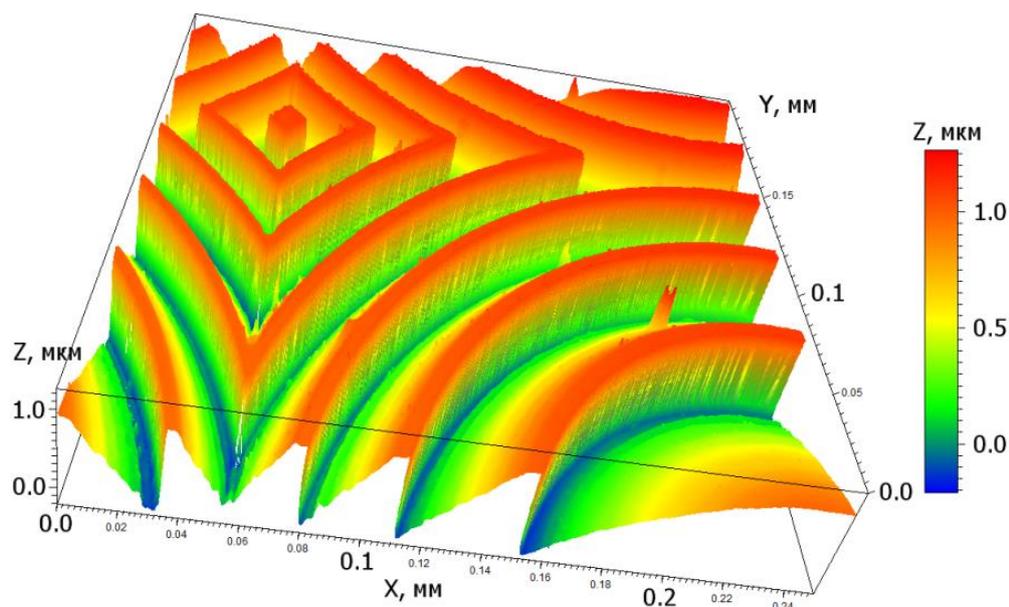


Рис. 5. 19. Профилограмма фрагмента раstra с осевыми линзами.

5.4. Запись оригиналов защитных голограмм с псевдообъемными элементами на установке CLWS-300IAE

Объединение различных типов микроструктур в одной голографической этикетке является важным направлением повышения степени ее защиты от подделки. Одной из таких достаточно новых микроструктур является дифракционный вариант барельефа – плоского оптического элемента, визуально выглядящего как объемный объект с глубиной до нескольких миллиметров. Простейшими вариантами дифракционного барельефа являются цилиндрическая или осесимметричная дифракционные линзы. Математический метод преобразования произвольного барельефного элемента в дифракционный оптический элемент аналогичен преобразованию рефракционной линзы в дифракционную: из профиля объемной гладкой фигуры (кривая 1 на Рис. 5.20) удаляются слои, соответствующие фазовой задержке 2π для светового пучка с расчетной длиной волны λ (например, 560 нм – середина видимого диапазона), и остается микрорельеф с фазовой задержкой до 2π (кривая 2).

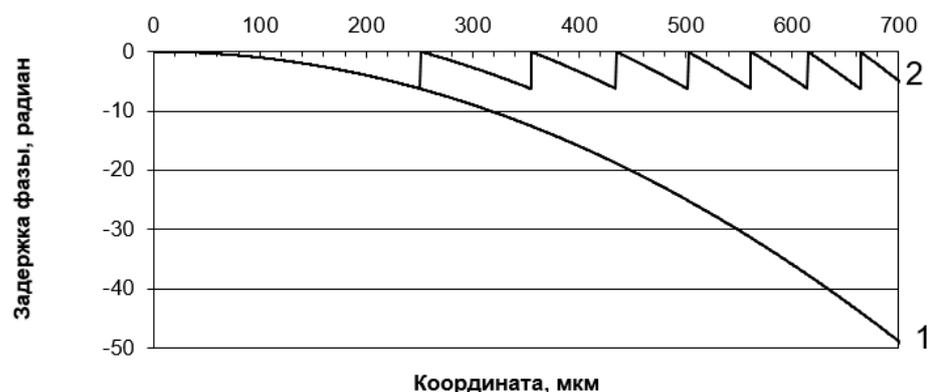


Рис. 5.20. Преобразование профиля объемной гладкой фигуры в дифракционный барельеф.

Рассмотрим алгоритм создания дифракционного барельефа в общем виде. Пусть форма поверхности преобразуемого барельефа (Рис. 5. 21, а) с гладкой поверхностью описывается растровым файлом с зависимостью цвета $color(i,j)$ от координаты (Рис. 5. 21, б). Входной формат имеет 8 или 16 бит на цвет. При чтении файла с 8-ю битами $color(i,j)$ приводится к 16-битному представлению каждого цвета. Далее приводим растр (i,j) к абсолютным координатам (x,y) , задавая размер этикетки по обеим координатам. Типовое количество пикселей в графическом файле, достаточное для удобства проектирования и визуальной оценки, составляет порядка 1000x1000 пикселей. Однако такого разрешения совершенно недостаточно для преобразования в дифракционный микрорельеф. Поэтому необходимо интерполировать растровый массив $color(x,y)$ к новой сетке $COLOR(x',y')$ с мелким шагом дискретизации (например, 0.5 мкм).

Интерполяция может производиться на основе линейного алгоритма. Затем, используя величину $\Delta COLOR$, являющуюся аналогом фазовой задержки 2π для разбиения гладкого профиля на дифракционные зоны, рассчитываем новый растровый массив данных для дифракционного барельефа:

$$COLOR'(x',y') = mod(COLOR(x',y'), \Delta COLOR) / \Delta COLOR,$$

где функция модуля mod дает остаток от деления $COLOR(x',y')$ на величину $\Delta COLOR$. Нормировка на $\Delta COLOR$ нужна для приведения к исходному диапазону изменения цвета и облегчения визуализации.

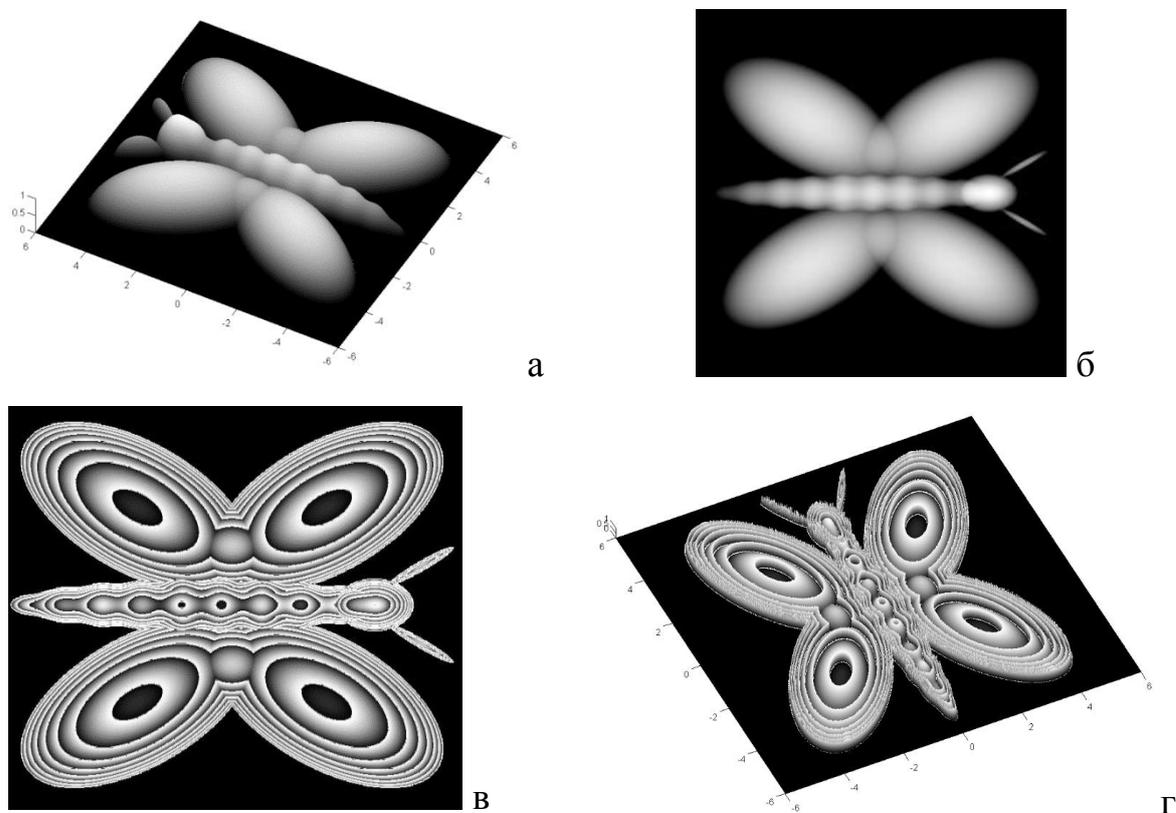


Рис. 5. 21. Преобразование барельефа бабочки к дифракционной форме.

На Рис. 5. 21, в показан пример полутонового файла барельефа бабочки (рис. 2), после преобразования в дифракционную микроструктуру (показана на Рис. 5. 21, г в изометрии). На следующем заключительном этапе полученный растровый массив данных преобразуется во внутренний формат устройства сканирующей лазерной или электронно-лучевой записи. Если устройство работает в декартовой системе координат, то процедура преобразования достаточно проста. Мы же используем круговую лазерную записывающую систему CLWS-300IAE, работающую в полярной системе координат и имеющую внутренний полярно-координатный формат данных. Поэтому процесс преобразования данных несколько более сложный математически и вносит погрешности преобразования из пикселей одной формы и ориентации в другую.

Чтобы начать запись рассчитанной таким образом голографической этикетки, необходимо поставить реальную глубину дифракционного микрорельефа и соответствующий ей диапазон модуляции интенсивности записывающего пучка в соответствие с полученным диапазоном изменения цвета в растровом массиве данных. Глубина дифракционного микрорельефа зависит от реализации голографической этикетки. Для типичного случая наблюдения изображения в свете, отраженном от внутренней металлизированной поверхности полиэстерной пленки, глубина микрорельефа, обеспечивающего на отражение фазовую задержку 2π , должна быть $\lambda/2n = 170$ нм.

При использовании описанного алгоритма может возникнуть проблема слишком узких дифракционных зон на участках с большой крутизной изменения цвета (высоты). Минимально возможный период дифракционного микрорельефа определяется выбранным устройством и технологией записи. Так разработанная в ИАиЭ СО РАН система CLWS-300IAE позволяет изготавливать высокоэффективные дифракционные оптические элементы с минимальным периодом треугольного микрорельефа до 3 мкм при типичном шаге кругового сканирования 0.25-0.5 мкм. Для устранения в исходном барельефе дифракционных зон с периодом меньше допустимого можно использовать различные методы: объединение соседних узких зон; линейное уменьшение общей глубины исходного барельефа путем увеличения относительной величины $\Delta COLOR$; фильтрацию всего исходного изображения или его проблемного участка; нелинейное преобразование цвета, уменьшающее производную в диапазоне высот, где барельеф имеет максимальную крутизну. Наличие участков слишком большой крутизны и их локализацию можно легко проверить по анализу производной исходного файла $color(x,y)$ (черные участки вблизи контура бабочки на рис. Рис. 5.22).

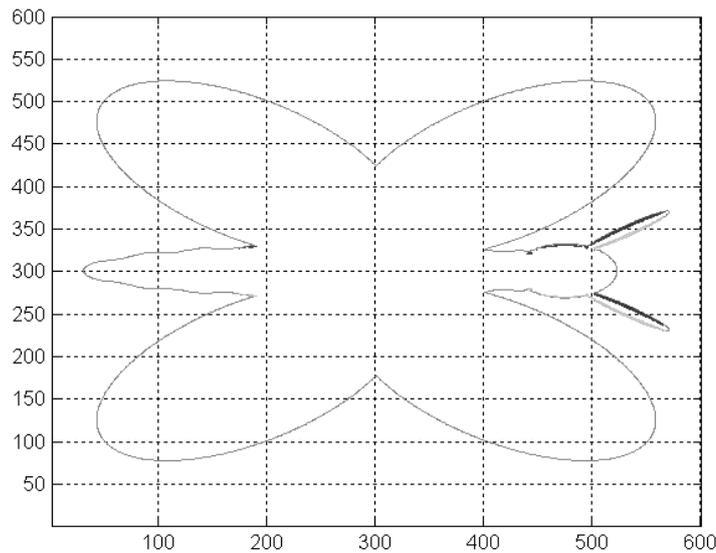


Рис. 5.22. Локализация критических участков по производной.

Для записи мастер-оригиналов комбинированных голографических этикеток на CLWS-300IAE применяется программное обеспечение, позволяющее комбинировать и записывать в одном процессе дифракционные барельефы, микролинзовые растры, дифракционные решетки с заданной кривизной, периодом штрихов и модуляцией глубины. Исходный полутоновой или цветной bitmap файл может быть подготовлен в каком-либо графическом редакторе или может являться картой высот какого-то реального объекта (например, лица человека), полученной с помощью оптического сканера. Дифракционные барельефы и дифракционные структуры для записи с помощью CLWS-300IAE могут быть заданы и в виде математических аналитических функций или подпрограмм. Так, например, бабочка на Рис. 5. 21 была синтезирована чисто математически.

Для уменьшения количества пикселей на начальной стадии проектирования, в исходном графическом файле проекта голографической этикетки оставляются окна, в которые в дальнейшем вставляются элементы, основанные на неграфическом методе задания, такие, например, как дифракционные решетки и линзы, требующие высокого разрешения. Текстовые

фрагменты этикетки могут быть выполнены с заполнением круговой дифракционной решеткой с периодом до 1 мкм или как псевдообъемные дифракционные барельефы букв, выполненных стандартными функциями полутонного окрашивания, в графическом редакторе.

Описанный подход был реализован на практике [213] на примере описанного выше математически синтезированного барельефа бабочки с различной визуальной глубиной рельефа (Рис. 5.23). На Рис. 5.24 показаны примеры интерферограмм поверхности этого дифракционного барельефа.

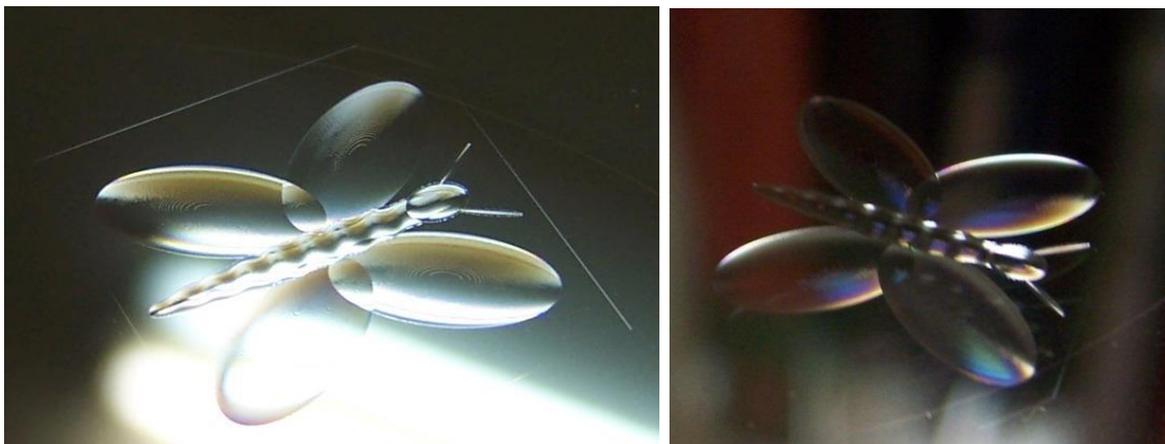


Рис. 5.23. Фотография дифракционного барельефа бабочки с различными визуальными глубинами рельефа.



Рис. 5.24. Интерферограммы поверхности дифракционного барельефа.

На Рис. 5. 25 показана фотография реальной защитной голограммы, оригинал для которой изготовлен при помощи CLWS-300IAE с применением описанного выше подхода, для интраокулярной линзы «МИОЛ-Акорд». Голограмма является комбинацией дифракционного барельефа (на буквах,

зрачке схематичного изображения глаза и полосатом фоне) и линейной дифракционной решеткой (фон вокруг схематичного изображения радужки глаза). Яркое пятно в верхнем правом углу не является дефектом голограммы, а результат переэкспонирования участка фотографии источником освещения.

Таким образом, программно-аппаратный комплекс CLWS-300IAE позволяет спроектировать и записать в фоторезисте оригиналы голографических этикеток с комбинацией различных защитных элементов, включая псевдообъемные дифракционные барельефы, которые невозможно изготовить с помощью лазерных dot-matrix принтеров и классических голографических технологий. По сравнению с электронно-лучевыми генераторами изображений этот комплекс позволяет реализовать существенно более высокую скорость записи и обладает индивидуальными особенностями, позволяющими внести в голографические этикетки индивидуальный “подчерк”, который практически невозможно подделать на устройствах, работающих в декартовой системе координат.

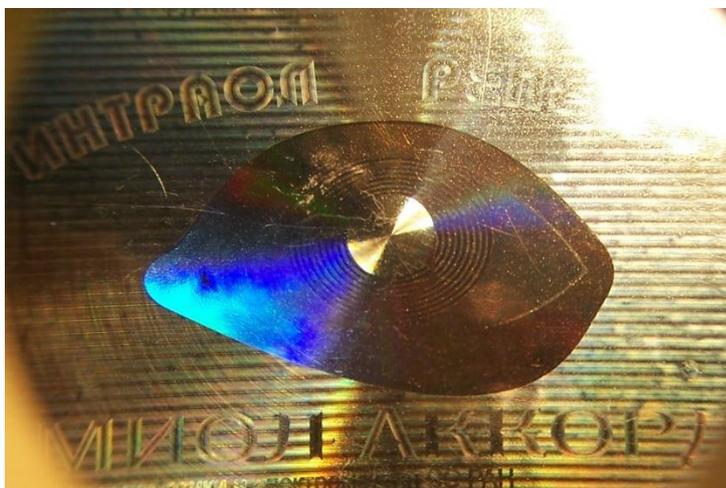


Рис. 5. 25. Пример защитной голограммы изготовленной с дифракционным барельефом.

5.5. Корректоры искажений волнового фронта в активных элементах лазеров

Коррекция искажений волнового фронта светового пучка, проходящего через активные элементы в мощных твердотельных лазерах, является важной

прикладной задачей. Активные элементы большого диаметра выпускаются только очень небольшими партиями, поэтому каждый стержень уникален. При этом, невозможно создать абсолютно однородный активный элемент с идеальной кристаллической структурой. Соответственно, неизбежно будут возникать искажения, которые будут приводить к потерям интенсивности излучения. Значительная часть изготавливаемых стержней оказывается непригодной для использования в качестве активной среды мощных лазерных систем. Наиболее часто для создания мощных лазеров используют кристаллические активные элементы YAG:Nd³⁺. Технология роста по методу Чохральского, освоенная отечественной промышленностью, позволяет получить цилиндрические заготовки для активных элементов оптического качества размерами до 10мм (число Штреля не менее 0,9). Заготовки диаметром от 20мм до 45мм выпускаются, но качество до сих пор остается на не высоком уровне.

Проблема может быть решена как улучшением технологии роста кристаллов, так и исправлением аберраций волнового фронта светового пучка прошедшего через кристалл. Такая коррекция для уникальных научных систем производится, как правило, с помощью адаптивной оптики [214, 215, 216]. Однако такие системы очень дороги, громоздки и не выдерживают больших мощностей.

С нашей точки зрения экономически и технически оправданным является использование статических корректоров [217, 218, 219] волнового фронта для исправления статических аберраций кристаллов. Такие корректоры относятся к конформным оптическим элементам, то есть оптическим элементам, функция пропускания которых выбирается исходя из заданных внешних неоптических условий (например, аберраций лазерного кристалла), а не из набора стандартных оптических поверхностей. Такие элементы с достаточно гладкой фазовой функцией пропускания применены, например, для коррекции аберраций лазерных усилителей 192-канальной системы NIF (Ливермор, США) [220]. Корректоры искажений волнового фронта для лазерных кристаллов должны

выдерживать большие плотности мощности, не деградировать при этом, не вносить спектральных искажений, быть компактными и легко встраиваемыми в уже существующие приборы, просты в настройке и эксплуатации. Разработка экономически-эффективной технологии их производства и методики применения для широкого круга мощных лазерных систем является весьма актуальной задачей.

Для решения данной проблемы была разработана технология изготовления конформальных корректоров [221] на основе применения полутонной растровой технологии по фазовым портретам активных элементов из YAG:Nd³⁺.

На первом этапе были измерены фазовые искажения волнового фронта кристаллов YAG:Nd³⁺ диаметром 20 мм и длиной 100 мм на интерферометре типа Физо Intellium Z100 с фазовым сдвигом на длине волны $\lambda = 632.8\text{нм}$. Использовалась стандартная схема контроля с плоским опорным волновым фронтом, с отклонением от плоскостности не более $\lambda/20$ СКО. Результаты измерений приведены на Рис. 5.26(а, б).

Корректор изготавливался для активного элемента, без учета искажений, которые возникнут при его эксплуатации. Такие термические искажения приводят в основном к искажениям типа тепловой линзы, поэтому их можно скорректировать при помощи системы линз.

Измеренные фазовые карты содержали большое количество шумов и артефактов, а также высокочастотных искажений. Корректировать такие искажения не имело смысла, так как для того, чтобы их скомпенсировать потребовалась бы очень точная юстировка. Поэтому фазовые карты были аппроксимированы полиномами Цернике (Рис. 5.26, в). Это позволяет скомпенсировать основные низкочастотные ошибки, при этом допуски на юстировку будут достаточно большие, что важно для практического применения. После этого, по аппроксимированной фазовой функции была рассчитана дифракционная структура полутонного шаблона.

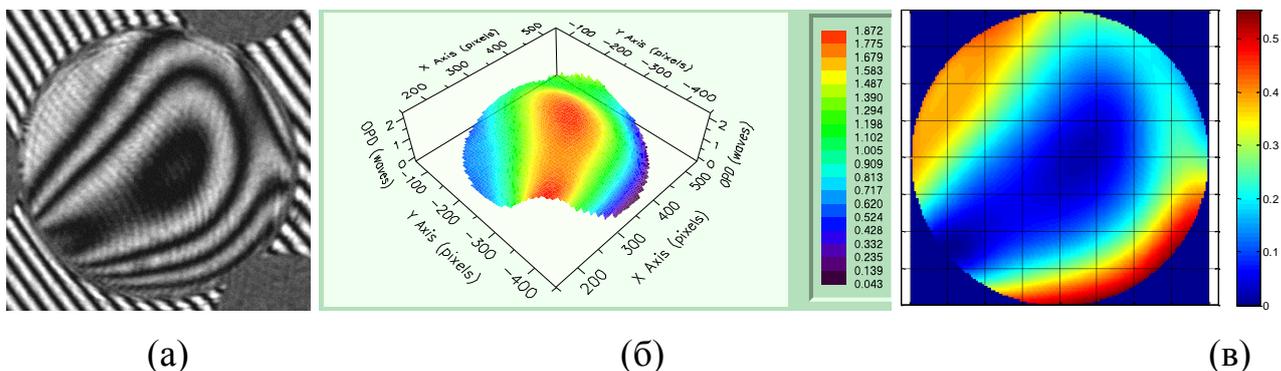


Рис. 5.26. Интерферограмма активного элемента (а), фазовая карта (б), фазовая карта после аппроксимации полиномами Цернике (в).

Метод изготовления конформального корректора был основан на идее фоторастровой проекционной технологии [36], впервые предложенной Полещуком А.Г. для изготовления дифракционной оптики. Данный метод был модифицирован для контактной фотолитографии с зазором. Заданное распределение экспозиции в слое позитивного фоторезиста S1828 формировалось с помощью растриванного ПФ, находящегося на расстоянии 400-500 мкм от поверхности фоторезиста (Рис. 5.27, а). Фоторезист был нанесен на кварцевую подложку. Глубина рельефа в фоторезисте после жидкостного проявления в щелочном растворе пропорциональна поглощенной энергии с незначительным отклонением от линейной функции. Микрорельеф формировался после проявления экспонированного фоторезиста и затем переносился ионно-плазменным травлением в кварцевую подложку. Скорости травления кварца и фоторезиста в используемой нами установке травления Plasmalab 80Plus примерно одинаковы, поэтому глубина рельефа в фоторезисте выбирается равной той, что задана для плавленого кварца. В результате, изготовленный корректор представлял собой оптическую подложку, одна из сторон которой имела форму, компенсирующую aberrации стержней, а вторая была отполирована до $\lambda/20$.

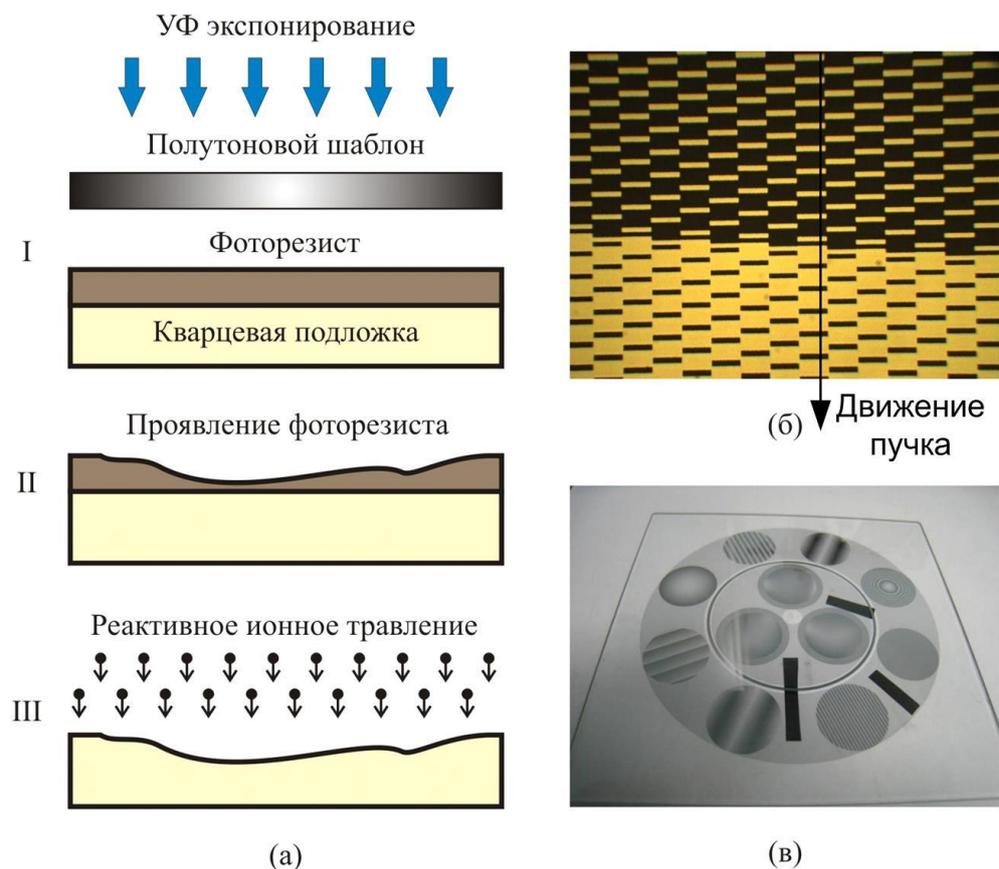


Рис. 5.27. Полутоновая технология изготовления микрорельефа (а), микрофотография дифракционной структуры полутонового шаблона (б), фотография полутонового шаблона (в).

Полутоновой растрированный шаблон (Рис. 5.27, б и в) представлял собой амплитудную дифракционную структуру, сформированную в пленке хрома прямой лазерной записью [75] на круговой записывающей системе CLWS-300IAE в ИАиЭ СО РАН. В качестве заготовки фотошаблона использовалась стандартная фотолитографическая пластина размером 127X127мм, покрытая пленкой хрома без фоторезиста. Структура фотошаблона состоит из частично непрозрачных ячеек с практически прямоугольной формой. При приближении к оси вращения они становятся трапециевидными. Локальная поглощенная энергия пропорциональна площади прозрачной части ячейки, нормированной на общую площадь ячейки. Линейность этой зависимости отличает разработанный нами метод от проекционной литографии, в которой паразитные порядки дифракции отфильтровываются проекционной системой. Новым было также то,

что использовалась угловая модуляция ширины прозрачных окон ячеек раstra с постоянным их шагом по радиальной координате (Рис. 5.27, б). Это существенно упрощало алгоритм записи и повышало точность задания экспозиции. При изменении ширины ячеек по радиальной координате пришлось бы точно формировать границы участков по радиусу, что существенно замедлило бы запись. При однокоординатном модулировании ширины экспонированных участков достаточно вести запись с постоянным шагом 0.5 мкм.

Микроизображение структуры растрированного ПФ на участке, соответствующем границе (примерно горизонтальная граница раздела) между зонами шириной 1 мм в тестовом кольце, приведена на Рис. 5.27, б. Стрелкой показано направление движения пучка при вращении заготовки.

Пространственное разрешение любой технологии формирования микроизображения ограничено, в особенности, когда необходимо точно соблюдать заданные размеры микроэлементов. Поэтому ячейки растрированного ПФ не могут быть сделаны как полностью прозрачные, так и полностью непрозрачные, так как плавный переход к этим с точки зрения технологии простым состояниям будет давать большие шумы и погрешности. Поэтому при расчете растрированного фотошаблона задаются минимально возможные ширины прозрачных и непрозрачных элементов. В нашем случае фотошаблон записывался термохимическим методом лазерным пучком диаметром 0.7 мкм. Для повышения точности и снижения шумов мы выбирали минимально возможный размер элементов 1.2-1.5 мкм при периоде раstra 15-22 мкм.

На Рис. 5.27, в показана фотография изготовленного фотошаблона. В центральной части расположены 3 маски для корректоров стержней. По периферии были сделаны фотошаблоны различных тестовых структур для отработки технологии формирования микрорельефа и его характеристики. Групповой подход в использованной нами технологии позволяет формировать

одновременно свыше 10 корректоров для различных кристаллов, что существенно снижает затраты на изготовление.

При изготовлении конформального корректора важной проблемой является компенсация нелинейности характеристической кривой фоторезиста и получение заданной глубины рельефа. Для оперативной характеристики рельефа в фоторезисте и в плавленом кварце каждый корректор был окружен тестовой периодической структурой, формирующей пилообразный рельеф с периодом 1 мм. При помощи профилометра - интерферометра белого света WLI фирмы VMT - по этой структуре контролировалась глубина и форма рельефа, а также равномерность глубины травления. На первом этапе был изготовлен ПФ с линейной зависимостью пропускания от локальной фазы. Путем нескольких итераций была определена доза равномерной предэкспозиции (для выхода на участок характеристической кривой фоторезиста близкий к линейному) и доза последующей экспозиции через фотошаблон для достижения заданной максимальной глубины рельефа.

По форме профиля пилообразной решетки была рассчитана новая зависимость нормированной ширины прозрачных участков ячеек растрованного ПФ от заданной глубины рельефа. По этой функции была рассчитана новая структура растрованного фотошаблона. На Рис. 5. 28 показана профилограмма участка тестовой пилообразной структуры (период 1 мм), окружавшей изготовленный конформальный корректор. Она демонстрирует высокую линейность рельефа.

Изготовленные корректоры были проверены на интерферометре Intellium Z100. Интерферограмма пластины с тремя конформальными корректорами волнового фронта приведена на Рис. 5. 29.

Среднеквадратичное отклонение между фазовыми картами активного элемента и корректора не превысила $\lambda/10$ при амплитуде исходных искажений до 5λ , что доказывает перспективность предлагаемого подхода к решению задачи создания статических корректоров волнового фронта в твердотельных

лазерах с диаметром кристаллов 20 мм и более [222, 223]. Проведенные в ФГУП РФЯЦ-ВНИИТФ им. академ. Е.И. Забабахина (г. Снежинск) исследования порога разрушения конформальных корректоров, изготовленных в ИАиЭ СО РАН, показали, что он превышает 17 Дж/см² на длине волны 1064 нм при длине импульсов 4 нс.

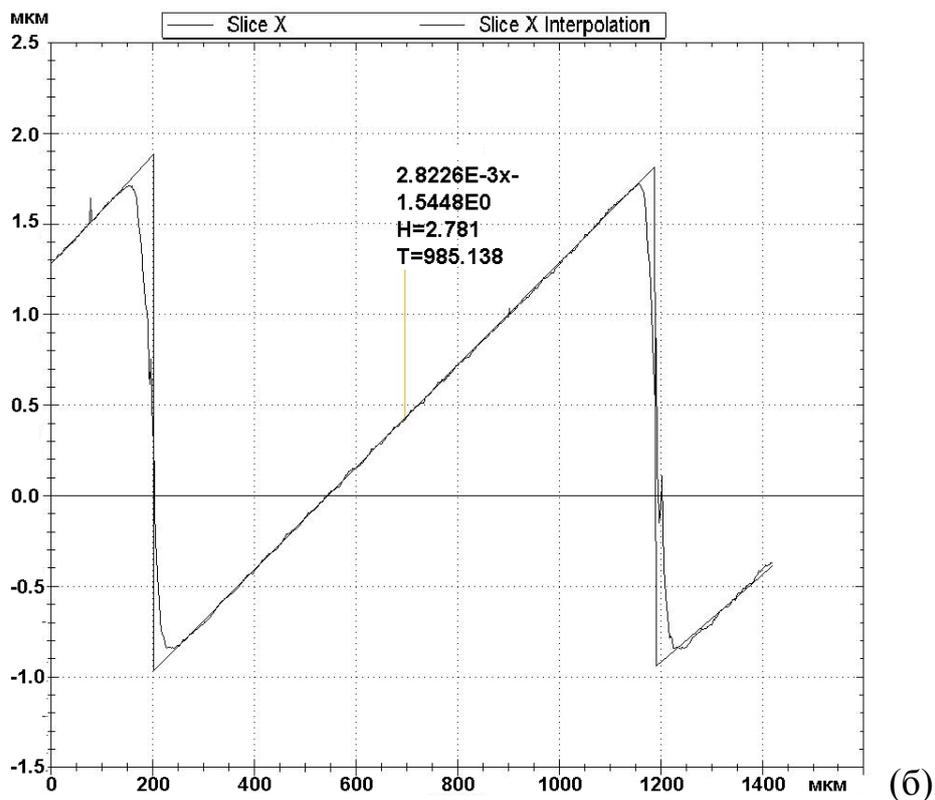


Рис. 5. 28. Профилограмма участка тестовой структуры.

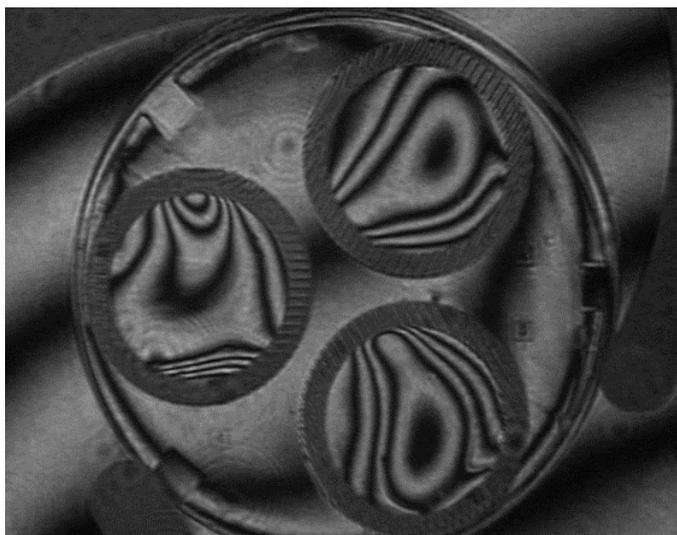


Рис. 5. 29. Интерферограмма пластины с тремя конформальными корректорами.

5.6. Выводы к главе 5

- Доказана возможность применения ПФ на основе материалов с лазерно-индуцированным изменением коэффициента пропускания для изготовления высокоэффективных дифракционных оптических элементов с периодом дифракционных зон до 5 мкм.
- Разработан, исследован и апробирован на практике метод изготовления кварцевых дифракционных матриц, основанный на лазерной литографической технологии и позволяющий серийно тиражировать интраокулярные дифракционно-рефракционные бифокальные линзы, микрорельеф которых оптимизирован для минимизации биологических отложений и получения одинаковой дифракционной эффективности в нулевом и первом порядках дифракции.
- Показано, что программно-аппаратный комплекс CLWS-300IAE позволяет спроектировать и записать в фоторезисте оригиналы голографических этикеток с комбинацией различных защитных элементов, включая псевдообъемные дифракционные барельефы, которые невозможно изготовить с помощью лазерных dot-matrix принтеров и классических голографических технологий.
- Разработан и исследован метод изготовления конформальных корректоров для исправления искажений волнового фронта в активных элементах мощных твердотельных лазеров, основанный на лазерной записи полутонного фотошаблона с угловым растриванием, фотолитографии с зазором и реактивном ионном травлении. Синтезированные корректоры обеспечивают остаточные статические искажения волнового фронта не более чем $\lambda/10$ (СКО).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные полученные результаты исследований приведены ниже:

1. Разработаны и экспериментально реализованы принципы построения лазерных литографических систем с круговым сканированием на основе двух лазеров, а также методы управления лазерными пучками в них для формирования РОЭ и ПФ на основе фото- и термочувствительных материалов в поле диаметром свыше 250 мм, обеспечивающие управление экспозицией по угловой координате с диапазоном модуляции не менее чем 1:100 и компенсацию изменения линейной скорости сканирования в диапазоне более чем 1:10⁵ за счет согласованного поэтапного управления модуляторами, током лазера, ступенчатым аттенуатором и режимами непрерывной и импульсной модуляции в зависимости от скорости сканирования лазерного пучка, регистрирующего материала и выбора режима записи или тестирования.
2. Предложены методы измерения и анализа траектории движения записывающего пучка в лазерных литографических системах с круговым сканированием и расчета функции компенсации систематических погрешностей траектории для управления дефлектором пучка. Метод измерения основывается на записи кольца на заготовке при вращающемся шпинделе, последующем повороте подложки относительно планшайбы остановленного шпинделя на 180° и измерении угловой зависимости радиусов кольца с диаметрально противоположной стороны по отношению к положению лазерного пучка при записи кольца. Экспериментально получено уменьшение отклонения траектории записывающего пучка от круговой формы в 5 раз и уменьшение среднеквадратичного значения неосесимметричной ошибки волнового фронта, формируемого тестовыми дифракционными линзами, в 4 раза.
3. Предложен метод периодического измерения и коррекции дрейфа центра вращения заготовки в лазерных литографических системах с круговым сканированием, основанный на формировании серии меток под слоем фоторезиста и последовательном измерении и анализе их положения в процессе

записи элемента для коррекции текущей радиальной координаты. Метод позволяет существенно сократить время на периодическую коррекцию начала радиальной координаты при записи на поверхностях вращения. Экспериментально показана возможность синтеза высокоэффективных ДОЭ с числовой апертурой свыше 0.15 и остаточной ошибкой волнового фронта до $\lambda/20$ (СКО).

4. Исследовано воздействие сфокусированного лазерного излучения на оптические свойства пленок a-Si в диапазоне скоростей сканирования пучка от 10^{-1} мм/с до $2 \cdot 10^3$ мм/с. Показана возможность прямой лазерной записи полутонных фотошаблонов с пространственным разрешением до 2000 мм^{-1} и диапазоном изменения коэффициента пропускания на длине волны 436 нм от 0,5-2% до 10-20%.

5. Проведены количественные исследования поведения LDW-стекол при различных режимах лазерной записи: измерены зависимость коэффициента пропускания от мощности пучка при различных скоростях сканирования, исследовано пространственное разрешение и его связь с изменением коэффициента пропускания. Показано, что оптимальный диапазон изменения коэффициента пропускания на длине волны 436 нм лежит в диапазоне от 5-10% до 60%.

6. Обнаружен и исследован эффект оконтуривания дифракционных зон на полутонных фотошаблонах, возникающий из-за падения поглощения излучения лазерного пучка при записи с частичным перекрытием соседних областей экспонирования на материалах с лазерно-индуцированным уменьшением коэффициента поглощения. Показано, что обратное воздействие изменяемого поглощения проявляется также в виде различия в характеристических кривых материала от градиента мощности сканируемого лазерного пучка. Предложены и экспериментально апробированы методы уменьшения оконтуривания при записи полутонных фотошаблонов.

7. Предложен и исследован метод увеличения дифракционной эффективности многоуровневых РОЭ, основанный на приграничной оптимизации локального распределения экспозиции при формировании их рельефа на фоторезисте. Для прямой лазерной записи метод реализуется путем встраивания ступенчатой передаточной функции в расчетные данные для экспонирования вдоль границ дифракционных зон на участках с шириной, не превышающей удвоенный диаметр записывающего пучка, и оптимизацией от 2 до 6 параметров этой функции. Показано, что приграничная оптимизация для полутоновой растровой фотолитографии, использующая ОФРТ для моделирования процесса синтеза РОЭ и вариацию структуры фотошаблона для локального перераспределения экспозиции, позволяет увеличить дифракционную эффективность до 20% для периодов дифракционных зон до 6 мкм.

8. Исследован метод синтеза РОЭ, основанный на использовании устойчивой к ионному травлению поверхностной контурной маски, сформированной под пленкой фоторезиста вдоль границ дифракционных зон, с линиями, ширина которых увеличивается с ростом периода дифракционных зон от 0,9 до 1,8 диаметра записывающего пучка для получения максимальной дифракционной эффективности в первом порядке. По результатам численного моделирования определены допустимые погрешности совмещения маски с границами зон и глубины ионного травления через нее. Показано, что увеличение дифракционной эффективности РОЭ может достигать 18-28 % по сравнению с известными методами оптимизации микрорельефа.

9. Предложен, исследован и апробирован практически не зависящий от типа профилометра метод контроля многоуровневого микрорельефа РОЭ по аппроксимированной глубине, которая определяется путем экстраполяции до границ дифракционных зон функции, аппроксимирующей форму зон между их обратными скатами, и вычислением перепада экстраполированного профиля на границе двух соседних зон или между границами одной зоны. Предложен и

обоснован метод характеристики ДОЭ на основе расчета дифракционной эффективности с использованием ОФРТ.

10. Разработан, исследован и апробирован на практике метод изготовления кварцевых дифракционных матриц, основанный на лазерной литографической технологии и позволяющий серийно тиражировать интраокулярные дифракционно-рефракционные бифокальные линзы, микрорельеф которых оптимизирован для минимизации биологических отложений и получения одинаковой дифракционной эффективности в нулевом и первом порядках дифракции.

11. Разработан и исследован метод изготовления конформальных корректоров для исправления искажений волнового фронта излучения мощных твердотельных лазеров, основанный на лазерной записи полутонного фотошаблона с угловым растриванием, фотолитографии с зазором и реактивном ионном травлении. Синтезированные корректоры обеспечивают компенсацию статических искажений волнового фронта излучения, прошедшего через активный элемент, до уровня не более чем $\lambda/10$ (СКО).

Разработаны лазерные литографические системы и методы для синтеза РОЭ, которые внедрены на ряде российских научно-образовательных и научно-производственных организаций. Это создало основу для разработки и освоения различными отраслями российской промышленности высокотехнологичной продукции с использованием новой элементной базы.

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ И УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

РОЭ – рельефно-фазовые оптические элементы

ДОЭ – дифракционный оптический элемент

ПЛЗ – прямая лазерная запись

РИТ - реактивное ионное травление

ПФ – полутоновой фотошаблон

ЭЛГИ – электронно-лучевой генератор изображений

СЛЛС – сканирующая лазерная литографическая система

КЛЗС – круговая лазерная записывающая система

АОМ – акустооптический модулятор

ВЧД - высокочастотный драйвер

АФ – автофокусировка

ФПК – фотоприемник калибровки

ФПКЗ – фотоприемник контроля записи

DPSS лазер – лазер с диодной накачкой и удвоением частоты (diode-pumped solid-state laser)

АЧХ – амплитудно-частотная характеристика

ФЧХ – фазо-частотная характеристика

ЦАП – цифро-аналоговый преобразователь

ООО – отрицательная обратная связь

ИСВХ – интегрирующая схема выборки и хранения

ИЦАП – инкрементный цифро-аналоговый привод

РАМ – радиальная аналоговая модуляция

ОХК – обратная характеристическая кривая

ПНЧ – преобразователь напряжение-частота

АПП – аттенюатор с переменным пропусканием

УАМ – угловая аналоговая модуляция

РИМ – радиальная импульсная модуляция

ВФГ – векторный функциональный генератор

СИ – синхроимпульсы
ИНО - импульсы начала оборота
MA_i – моторизованный аттенюатор с номером *i*
МЗО – моторизованный затвор аттенюатор
LDW-стекло – регистрирующий материал для лазерной записи полутонных фотошаблонов
IPO - метод индивидуальной пиксельной оптимизации
ZBO - метод приграничной оптимизации (сокращение от английского zone-boundary optimization).
СПФ - ступенчатая переходная функция
КО - критерия оптимальности
ОДЗ - метод оптимизации двойной записи
ОФРТ - обобщенная функции рассеяния точки
ОКМ – объемная контурная маска
ПКМ – поверхностная контурная маска
ОМКМ - оптимизированный метод контурной маски
SQP – метод последовательного квадратичного программирования
ZBO6 – ZBO метод с 6-ти ступенчатой СПФ
w – диаметр гауссового пучка в фокусе микрообъектива по уровню ½ (FWHM)
T - коэффициент пропускания
R - коэффициент отражения
K - количество фазовых уровней в зонах ДОЭ
T_{pulse} – длительность импульса РИМ
τ - период импульсов РИМ
δ - шаг между точками включения импульсов РИМ вдоль кольцевого трека
T_{VAM} – коэффициент пропускания модулятора, отвечающего за угловую аналоговую модуляцию
R_{ij} – радиальная координата границы *i*-й зоны (*j*=1 – внешний радиус, *j*=2 – внутренний радиус),

P_{ij} – уровень мощности лазера на j -й границе i -й зоны,
 P_{max} – максимальная мощность лазера,
 K_{max} – коэффициент около 0.9;
 K_{min} – коэффициент в диапазоне 0.03-0.05;
 T_A – коэффициент пропускания аттенюатора;
 $T1$ и $T2$ – значения T_A ,
 N_{SY} – количество синхроимпульсов в обороте;
 N_{τ}^{ij} – количество синхроимпульсов в периоде τ радиальной импульсной модуляции на j -м краю i -зоны;
 N_{pls}^i – количество синхроимпульсов в одном импульсе T_{pulse} РИМ в i -зоне;
 DC_{max} – максимальная скважность импульсов РИМ при заданных контрастных отношениях акустооптического модулятора и диодного лазера;
 T_{ir} – коэффициент пропускания облученной пленки
 T_a – коэффициент пропускания аморфной пленки
 V – линейная скорость сканирования пучка на КЛЗС
 ν – частота вращения заготовки на КЛЗС
 P_{max} – критическая максимальная мощность пучка для полутонной лазерной записи
 P_{min} – минимальная мощность пучка для полутонной лазерной записи
 α – коэффициент поглощения материала
 N – концентрация микрокристаллической фазы в облученных пленках a-Si
 d – толщина пленка
 R_{ir} – отражение облученной поликристаллической пленки,
 R_a – отражение исходной аморфной пленки
 λ – длина волны
 H – глубина рельефа
 E – плотность энергии света, поглощенного фоторезистом
 I – интенсивность

n – коэффициент преломления подложки ДОЭ
 T_p – период дифракционной решетки
 s - шаг сканирования по радиальной координате
 δx - среднеквадратичное значение случайных ошибок позиционирования системы радиального перемещения
 DE – дифракционная эффективность
 M - порядок дифракции
 μ - относительная ошибка глубины дифракционного микрорельефа
 $G(x)$ - обобщенная функции рассеяния точки (ОФРТ)
 BWS - ширина обратного ската
 $D1$ – ширина выступа, сформированного с помощью контурной маски оптимизированной по нулевому порядку дифракции
 $D0$ – ширина выступа, сформированного с помощью контурной маски оптимизированной по нулевому порядку дифракции
 FT_0 и FT_1 - нулевая и первая Фурье компоненты фазовой функции φ рассчитанного профиля
 $dDE1u$ $dDE0$ - относительное изменение дифракционной эффективности в 1-м и 0-м порядках
 Rs – радиус записывающего пучка по уровню e^{-2} .

ЛИТЕРАТУРА

1. Слюсарев Г.Г. Оптические системы с фазовыми слоями// ДАН СССР.- 1957. Т. 113, № 4. – С. 780-782.
2. Денисюк Ю.Н., Соскин С.И. Голографическая коррекция деформационных aberrаций главного зеркала телескопа // Опт. и спектр. — 1971. — Т. 31, вып. 6. — С. 992-999.
3. Тудоровский А.И.. Объектив с фазовой пластинкой// Оптика и спектроскопия. — 1959. —Т. VI. — Вып. 2. — с.198-210.
4. Сисакян И.Н., Шорин В.П., Сойфер В.А., Мордасов В.И., Попов В.В. Технологические возможности применения фокусаторов при лазерной обработке материалов// Компьютерная оптика.— 1988.—Вып. 3.—С94.
5. Herzig H.P., Ehbets P., Teijido J.M., Weible K.J. and Heimbeck H.-J. Diffractive optical elements for space communication terminals// Proc. SPIE.—1994.— Vol. 2210.—P.104-111.
6. Лукин А.В., Мустафин К.С. Голографические методы контроля асферических поверхностей//Оптико-механическая промышленность.—1979.—№ 4.— С.53-59
7. Коронкевич В.П., Полещук А.Г., Седухин А.Г., Ленкова Г.А. Лазерные интерферометрические и дифракционные системы// Компьютерная Оптика.— 2010.—Т.34, № 1.—С. 4-23.
8. Волков А.В., Казанский Н.Л., Успенъев Г.В. Экспериментальное исследование светотехнических устройств с ДОЭ// Компьютерная оптика. — 1999.—Вып.19 .—С.137-142.
9. Василевский А.С., Лушников Д.С., Маркин В.В., Одинокое С.Б. Математическое моделирование голограммного светоформирующего диффузора// Мир голографии. —2013.—Т.1, №1.—С.43-58.
10. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Исаков И. А., Малышев А. И., Попков В. А., Юрлов Ю. И. Бифокальная дифракционно-рефракционная интраокулярная линза//Автометрия.—1997.—№6.—С.26-41.

-
11. Гусарова Н.И., Лушников Д.С., Маркин В.В., Одинокоев С.Б. Голограммные зеркала окулярной системы очков ночного видения// Вестник МГТУ им. Н. Э. Баумана. Сер. Приборостроение.- 2010.-№ 4.-С. 39-49.
 12. Данилов В.А., Попов В.В., Прохоров А.М., Сагателян И.Н., Сисакян Е.В., Сойфер В.А., Степанов В.В. Оптические элементы, фокусирующие когерентное излучение в произвольную фокальную линию. М.: ФИАН. — 1983.
 13. Ган М.А. Теория и методы расчета голограммных и киноформных оптических элементов. Ленинград: ГОИ. — 1984.
 14. Грейсух Г. И., Ефименко И. М., Степанов С. А., Оптика градиентных и дифракционных элементов. М.: Радио и связь. — 1990.
 15. Гончарский А.В., Попов В.В., Степанов В.В. Введение в компьютерную оптику.М.: МГУ. — 1991.
 16. Волков А.В., Головашкин Д.Л., Досколович Л.Д., Казанский Н.Л., Котляр В.В., Павельев В.С., Скиданов Р.В., Сойфер В.А., Соловьев В.С., Успенев Г.В., Харитонов С.И., Хонина С.Н. Методы компьютерной оптики// Под.ред. В.А. Сойфера. М.: Физматлит. — 2000.
 17. Гуцо Ю.П. Фазовая рельефография. М. Энергия. 1974г. 168 с
 18. Изготовление голографических оптических элементов методами фотолитографии и ионного травления / Бобров С.Т., Котлецов Б.Н., Минаков В.И., Туркевич Ю.Г. // Оптическая голография и ее применение в промышленности. - Л., 1976. — С.31-32.
 19. Спектр Б.И. Об одном методе синтеза фазовой структуры киноформов// Автометрия. —1985. — №6. — С.34.
 20. Пальчикова И.Г., Рябчун А.Г. О влиянии погрешностей изготовления киноформов на функцию зрачка// Автометрия. —1985.— № 6.—С.38-42.
 21. Полещук А.Г. Изготовление высокоэффективных элементов дифракционной оптики с помощью полутонной и фоторастровой технологий//Автометрия. — 1991.—№ 6.—С.54-61.

-
22. d'Auria L., Huignard J.P., Roy A.M. Photolithographic fabrication of thin film lenses// Opt. Comm. —1972. — Vol.5, N4 — P.232-235.
23. Ersoy O.K. Construction of point images with the scanning electron microscope: A simple algorithm// Optik. — 1976. —Vol. 46, September — P. 61-66.
24. Ведерников В.И., Вьюхин В.П., Кирьянов В.П., Коронкевич В.П., Кокоулин Ф.И., Лохматов А.И., Наливайко В.И., Полещук А.Г., Тарасов Г.Г., Химич А.К., Щербаченко А.М., Юрлов Ю.И. Прецизионный фотопостроитель для синтеза оптических элементов//Тезисы докладов Всес. конф. «Автоматизация научных исследований на основе применения ЭВМ».— Новосибирск, 1979.— ИАиЭ СО АН СССР.
25. Fujita T., Nishihara H., Koyama J. Fabrication of micro-lenses using electron beam lithography// Opt. Lett.— 1981.—Vol.6.— P.613-615.
26. Волков А.В. Методы и экспериментальные установки формирования микрорельефа дифракционных оптических элементов видимого и инфракрасного диапазонов волн: дисс. доктора техн. наук: 01.04.01: защищена 07.03.02: утв. 26.09.02 // Самара, 2002.— 05200201767.— 250 с.
27. Одинокое С.Б., Сагателян Г.Р. Технология изготовления дифракционных и голограммных оптических элементов с функциональным микрорельефом поверхности методом плазмохимического травления // Вестник МГТУ. Приборостроение.— 2010.— №2.— С.79.
28. Swanson G.J. Binary optics technology: The theory and design of multi-level diffractive optical elements// MIT Lincoln Laboratory Rep. 854.—MIT, Cambridge, Mass. —1989.
29. Спектр Б.И. Об одном методе синтеза фазовой структуры киноформов// Автометрия.— 1985.— №6.— С.34.
30. Пальчикова И. Г., Рябчун А. Г. О влиянии погрешностей изготовления киноформов на функцию зрачка// Автометрия.— 1985.— №6.— С.38-42.
31. Gale M.T., Кноп К. The fabrication of fine lens arrays by laser beam writing// Proc. SPIE.— 1983.—Vol.398.— P. 347-353.

-
32. Goltsos W., Liu S. Polar co-ordinate laser writer for binary optics fabrication//Proc. SPIE.—1990.— V.1211.— P.137.
- 33 . Полещук А.Г., Кирьянов В.П., Коронкевич В.П., Наливайко В.И. Киноформы. Оптическая система для синтеза элементов// Новосибирск,1979.— Препринт 99.—ИАиЭ СО АН СССР.
34. Дифракционная компьютерная оптика// Под ред. Сойфера В.А. .— М,2007.—ФИЗМАТГИЗ.—С.736
35. Clark P.P., Londoco C. Production of kinoforms by single-point diamond machining//Opt. News.— 1989.—Vol.15.—№12.—P.39-40.
36. Полещук А.Г. Изготовление высокоэффективных элементов дифракционной оптики с помощью полутонной и фоторастровой технологий//Автометрия.— 1991.— N 6.— С. 66-76.
37. Korolkov V.P., Pruss C., Reichelt S., Tiziani H. J. Metrological features of diffractive high-efficiency objectives for laser interferometry// Proc. SPIE.— 2002.— Vol.4900.— P. 873-884.
38. Абрамский А.Ю., Гольденберг Б.Г., Зелинский А.Г., Кондратьев В.И., Корольков В.П., Коронкевич В.П., Маслий А.И., Медведев. А.Ж. Разработка химико-гальванических процессов для литографического производства трехмерных микроструктур// Гальванотехника и обработка поверхности. – 2010. –Том XVIII, №2. –С. 11-18.
39. Gale M.T. Replication technology for diffractive optical elements// Proc. SPIE.— 1997.—Vol.3010.—P.111-123.
40. Yi Y., Chen Y., Klocke F., Pongs G.A. High Volume Precision Compression Molding Process of Glass Diffractive Optics by Using Micromachined Fused Silica Wafer Mold and Low Tg Optical Glass// J. Micromech. & Microeng.— 2006.— Vol.16.—№10.—P. 2000-2005.
41. Poleshchuk A.G., Korolkov V.P. Trends in direct laser writing methods for fabrication of diffractive micro- and nanostructures// International conference

“Fundamentals of laser Assisted Micro-and Nanotechnologies” (FLAMN-10).—St. Petersburg, 2010. — P. 71-72.

42. Anderson H., Ekberg M., Hard S., Jacobsson S., Larsson M., Nilsson T.. Single photomask, multilevel kinoforms in quartz and photoresist: manufacture and evaluation // *Applied Optics*.—1990.— Vol.29.—N 28.— P.4259-4264.

43. Wu C., Che-Kuang. High energy beam sensitive glasses. Патент США N 5285517. C03C 15/00.—1994.

44. Kley E.B., Cumme M., Wittig L.C., Wu C. Adapting existing e-beam writers to write HEBS-glass gray scale masks// *Proc. SPIE*.— 1999.—Vol.3633.—P.35-45.

45. Cherkashin V.V., Churin E.G., Korol'kov V.P. et al. Processing parameters optimization for thermochemical writing of DOEs on chromium films// *Proc. SPIE*. — 1997. — Vol. 3010. — P. 168-179.

46. Вейко В.П., Корольков В.П., Полещук А.Г., Саметов А.Р., Шахно Е.А., Ярчук М.В. Исследование пространственного разрешения лазерной термохимической технологии записи дифракционных микроструктур// *Квант. электроника*.— 2011.— Т. 41, № 7.— С. 631–636.

47. Korolkov V.P., Poleshchuk A.G., Veiko V.P., Yarchuk M.V., Malyshev A.I., Sametov A.R., Suhih S.A., Goldenberg B.G. Study of microstructure topography and hardness evolution at direct laser writing on chrome films. // *FLAMN-10*.— St. Petersburg, 2010.— P. 90-91.

48. Korolkov V.P., Konchenko A.S., Cherkashin V.V., Mironnikov N.G., Poleshchuk A.G. Etch depth mapping of phase binary computer-generated holograms by means of specular spectroscopic scatterometry// *Optical Engineering*.— 2013.— Vol.52,N9.— 091722.

49. Gale M. T. Direct writing of continuous-relief micro-optics// Chapter 4 in *Micro-optics*, H.P. Herzig.—Taylor & Francis.— London, 1996.

50. Streibl N., Schwider J., Schrader M., Krackhardt U. Synthetic holograms written by a laser pattern generator// *Opt. Eng.*— 1993.—Vol.32.—P. 781-785.

-
51. Haupt C. Laserbelichtungssystem zur Herstellung computergenerierter Hologramme// Chapter 2 in Computergenerierte Hologramme zur Strahlformung.— Stuttgart, 1996.—, Ph.D. thesis, ITO.—P. 11-32.
52. Koronkevich V. P., Kiriynov V.P., Kokoulin V.P., Poleschuk A.G. Fabrication of kinoform optical elements// *Optik*.— 1984.—Vol.67.—P. 257-266.
53. Schwider J., Burov R. Testing of aspherics by means of rotational-symmetric synthetic holograms// *Optica Applicata*.— 1976.— Vol.6, N 3.— P.83.
54. Nomura T., Kamiya K., Miyashiro H., Yoshikawa K., Tashiro H., Suzuki M., Ozono S., Kobayashi F., Usuki M. An instrument for manufacturing zone-plates by using a lathe// *Precision Eng.*—1994.—Vol.16, N. 4.—P.290-295.
55. Bowen J. P., Michaels R. L., Blough C. G. Generation of large-diameter diffractive elements with laser pattern generation// *Appl. Optics*.— 1997.— Vol.36.—P. 8970-8975.
56. Burge J. H. Measurement of large convex aspheres// *Proc. SPIE*.— 1996.— Vol.2871.—P.362-373.
57. 3D лазерные информационные технологии // Отв. редактор Твердохлеб П.Е.— Новосибирск, 2003.— С. 550.
58. Rhee H.-G., Song J.-B., Kim D.-I. and Lee Y.-W.. Diffractive Optics Fabrication System for Large Aspheric Surface Testing// *Journal of the Korean Physical Society*.—2007.— Vol. 50, No. 4.— P.1032-1036.
59. Бессмельцев В. П., Голошевский Н. В. Система управления составными двухкоординатными сканаторами// *Автометрия*.-2007.-Т. 43, № 1.- С.116-126.
60. Полещук А.Г., Корольков В.П. Методы изготовления и контроля дифракционных оптических элементов// *Сборник трудов 4-го международного форума “Голография ЭКСПО -2007”*. — Москва, 2007. — С. 11-14.
61. Kuittinen M., Herzig H. P., Ehbets P. Improvements in diffraction efficiency of gratings and microlenses with continuous relief structures// *Opt. Commun.*—1995.— Vol.120.— P. 230–234.

-
62. Ekberg M., Nikolaeff F., Larson M., and Härd S. Proximity-compensated blazed transmission grating manufacture with direct-writing, electron-beam lithography// *Appl. Opt.*— 1994.—Vol.33,N1.—P.103-107.
63. Hessler T., Rossi M., Kunz R.E., Gale M.T. Analysis and optimization of fabrication of continuous-relief diffractive optical elements// *Appl. Opt.*—1998.— Vol.37.—P. 4069-4079.
64. Spiegel W.V., Stankovic S., Budach M., Dias D. Fabrication, optimization and measurement of microstructures for optical applications// *Annual Report 2000/01.*— Institut fuer Angewandte Physik, Microoptical Systems.— pp. 69-70.
65. Б. И. Спектор, П. Е. Твердохлеб, А. В. Трубецкой, А. М. Щербаченко. Лазерная запись высокоинформативных изображений// *Автометрия.*—1985.— №6.— С.43-51.
66. Баев С. Г., Бессмельцев В. П., Выдрин Л. В., Жилевский А. И., Максимов И. Г. Прецизионный лазерный термографический генератор изображений// *Автометрия.*—1991.—№5.—С.3-12.
67. Корольков В.П., Коронкевич В.П., Полещук А.Г. Лазерные технологии в дифракционной оптике// *Второй международный форум Голография-экспо-2005.* — Москва, 2005. — С. 64.
68. The new DWL 66+// <http://www.himt.de/en/products/dwl66fs.php>
69. Rasmussen A. A new plotter for small structures - the nanoplotter// *Optics and Fluid Dynamics Department Annual Progress Report for 2001, Risø National Laboratory, Roskilde, Denmark, 2002.*— P.11-12.
70. Korolkov V., Shimansky R., Cherkashin V., Denk D. Computer controlling of writing beam in laser microfabrication of diffractive optics// *Компьютерная оптика.* — 2003. —Вып. 25. —С. 79-88.
71. Ведерников В.М., Кирьянов В.П., Коронкевич В.П., Корольков В.П., Полещук А.Г., Седухин А.Г. Лазерная технология изготовления круговых шкал и кодовых дисков//*Препринт №319.-ИАиЭ СО АН СССР.-Новосибирск.- 1986.*

-
72. Koronkevich V.P., Kiryanov V.P., Korol'kov V.P., Poleshchuk A.G., Cherkashin V.V., Kharisov A.A. Fabrication of diffractive optical elements by laser writing with circular scanning // Proc. SPIE.—1995. — Vol.2363. — P.290-297.
73. Коронкевич В.П., Корольков В.П., Полещук А.Г., Харисов А.А., Черкашин В.В. Синтез дифракционных оптических элементов в полярной системе координат - анализ погрешностей изготовления и их измерение// Автометрия. — 1997.— №6.—С.42-56.
74. Cherkashin V.V., Churin E.G., Koronkevich V.P., Poleshchuk A.G., Korolkov V.P., Kharisov A.A., Kirianov A.V., Kirianov V.P., Vedernikov V.M., Verhoglad A.G., Kokarev S.A.. Circular laser writing system - CLWS-300C. EOS Topical Meeting Digest Series//Diffractive Optics.— 1997.—Vol. 12.— P. 222-223.
75. Poleshchuk A.G., Churin E.G., Koronkevich V.P., Korolkov V.P. Polar coordinate laser pattern generator for fabrication of diffractive optical elements with arbitrary structure// Applied Optics.— 1999.—V.38, №8.—P.1295-1301.
- 76 Koronkevich V.P., Kirianov V.P., Korolkov V.P., Poleshchuk A.G., Cherkashin V.A., Harisov A.A.. Fabrication of diffractive Optical elements by direct laser-writing with circular scanning//Proc.SPIE.—1995.—Vol.2363.— P. 290-297.
- 77 Guhr J.. Test results of the circular laser writing system CLWS-300/c//EOS Topical Meeting Series, Diffractive Optics.— 1997.— Vol.12.— P.206.
78. Перло П., Риппето М., Синези С., Успенъев Г.. Использование круговой лазерной записывающей системы для изготовления масок дифракционных оптических элементов на основе DLW стекол//Компьютерная оптика.— Самарский государственный университет,1997.—N17.—С. 85-90.
79. Корольков В.П., Чернухин В.П. Оптическая запись на пленках аморфного кремния с субмикронным разрешением// Журнал технической физики. —1989. — Т. 59. — Вып. 6. — С.131-133.
80. Burge J. H., Korol'kov V.P., Poleshchuk A. G., Cherkashin V.V. Polar coordinate laser writing system: error analysis of fabricated DOEs" // Proc. SPIE.— 2001.—Vol. 4440.— P. 84-90.

-
- 81 <http://www.airbearings.com/blockheadspecs>
82. http://www.ntn.co.jp/english/products/review/pdf/NTN_TR74_en_P034.pdf
83. <http://www.nelsonair.com/assets/Datasheets/ATLAS101.pdf>
84. <http://www.aerotech.com/product-catalog/stages/linear-stages/abl1000.aspx?p=%2fproduct-catalog%2fstages.aspx>
85. Коронкевич В.П., Корольков В.П., Полещук А.Г., Харисов А.А., Черкашин В.В. Точность изготовления дифракционных оптических элементов Лазерными записывающими системами с круговым сканированием// Компьютерная оптика.—Самара, 1997.— вып.17.—С. 63-74.
86. Pruß C., Reichelt S., and Tiziani H.J.. Specification and characterization of CGHs for interferometrical testing// SPIE.— 2002.—Vol. 4778.— P.206.
87. Castle P. How to measure Roundness // American Machinist. December, 1993.— P. 41.
88. Martin D. Using Capacitance Probes to Measure the Limit of Machine Contouring Performance// ANSI B5.54 Standards meeting, 1995.— P.1. (<http://www.lionprecision.com/documents/other/articles/machinecontour.pdf>)
89. Wang C.. A new laser non-contact method for the measurement of spindle runout error motion// Proc. of ASPE 2001 Summer Topical Meeting, State Colledge, Pennsylvania June 18-19, 2001.— P. 1.
90. Burge J.H. Certification of null correctors for primary mirrors// Proc. SPIE.— 1994.—Vol.1994.— P.248.
91. Корольков В.П., Полещук А.Г., Черкашин В. В., Райхельт С., Бёдж. Дж. Методы минимизации ошибок прямой лазерной записи дифракционных оптических элементов// Автометрия. —2002. —№3. — С. 3-19.
92. Корольков В.П. Измерение и коррекция траектории движения лазерного пучка в круговых записывающих системах// Автометрия. —2003. —Т. 39, № 6. — С. 13-25.

-
93. Korolkov V. P., Pruss C., Reichelt S., Osten W., Tiziani H. J.. Performance improvement of CGHs for optical testing// Proc. SPIE. — 2003. — Vol. 5144. — P. 460-471.
94. Korolkov V.P., Pruss C., Reichelt S., Tiziani H. J. Preliminary results in investigation of diffractive high-efficiency objectives// Компьютерная оптика. — 2002. — Вып. 22. — С. 33-39.
95. Корольков В.П., Полещук А.Г. Управление оптическим излучением в прецизионных лазерных фотопостроителях// Автометрия.-1985.-№ 6.-С.51-61.
96. Корольков В.П., Полещук А.Г. Устройство модуляции светового потока с шумоподавлением. Авторское свидетельство №1034506, от 08.04.1983. //Бюллетень: Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки. —1983.
97. Cherkashin V.V., Ermachenro V.P., Lazutkin O.N., Kharisov A.A., Kiryanov V.P., Koronkevich V.P., Korolkov V.P., Poleshchuk A.G. Fabrication of preformatted optical disks by laser technology//International meeting on Optiical memory and Neural Networks. —Moscow,1994.
98. Riza N. , Yaqoob Z. Submicrosecond Speed Variable Optical Using Acoustooptics// IEEE Photonics Technology Letters. — 2001. —Vol. 13. — N. 7.
99. Методы компьютерной оптики//Под ред. В.А.Сойфера. М.: Физматлит. — 2000. —С.688.
100. Korolkov V. P., Shimansky R., Poleshchuk A.G. et al. Requirements and approaches to adapting laser writers for fabrication of gray-scale masks// Proc. SPIE.— 2001.— Vol.4440.— P. 256-267.
101. Korolkov V.P., Poleshchuk A. G. Laser writing systems and technologies for fabrication of binary and continuous relief diffractive optical elements// Proc. SPIE. — 2007. — Vol.6732. — 67320X.
102. Beiser L.Generalized Gradient Deflector and Consequences of Scan of Convergent Light// J. Opt. Soc. Am. —1967. —57. —923-931.

-
103. Chugui Yu., Verkhoglyad A., Poleshchuk A., Korolkov V., Sysoev E., Zavyalov P. 3D Optical Measuring Systems and Laser Technologies for Scientific and Industrial Applications// Measurement science review.— 2013.— Vol. 13, No. 6.—P. 322-328.
104. Полещук А.Г., Саметов А.Р., Донцова В.В., Шиманский Р.В. Дифракционные аттенюаторы лазерного излучения: методы изготовления и оптические характеристики// Автометрия.— 2013.— Т. 49, № 1.— С. 86-95.
105. Верхогляд А.Г., Гуренко В.М., Касторский Л.Б., Ведерников В.М., Кирьянов В.П., Кокарев С.А., Саметов А.Р. Способ автоматической фокусировки для записи информации на криволинейных поверхностях// Патент РФ № 2262749, опубл. 20.10.2005.
106. Денк Д.Э., Полещук А.Г. Исследование методов увеличения точности работы системы автоматической фокусировки кругового лазерного записывающего устройства// Автометрия.— 2010.—Т. 46, №1.—С. 107-117.
107. Верхогляд А.Г., Корольков В.П., Кокарев С.А., Касторский Л.Б., Полещук А.Г. Двухканальная круговая лазерная записывающая система для изготовления дифракционных и микрооптических элементов// Сборник трудов 10-й Международной конференции "ГолоЭкспо-2013".— Москва, 2013.— С.182-187.
108. Полещук А.Г., Саметов А.Р., Малышев А.И. Исследование прямой лазерной записи полутонный микроструктур в тонких пленках олова// Международная конференция "ГолоЭкспо-2013".— Москва, 2013.— С.299-301.
109. Кирьянов В.П., Никитин В.Г. К вопросу о механизме записи изображений в пленках хрома// Автометрия. – 2004. – Т. 40, № 2. – С. 59-68.
110. Rao L.K.. Optics Communications// 1988. –Vol. 65. – P. 239.
111. Барачевский В. А. Новые регистрирующие среды для голографии. Л.: Наука. – 1983.
112. Staebler D.L. Laser-beam annealing of discharge-produced amorphous silicon//Journal of Applied Physics. –1979. –Vol. 50. – P. 3648-3652

-
113. Казанский А.Г., Сапцин В.М., Сапцина Т.Н.. Оптическая запись и обработка информации//Куйбышев: изд.КуАИ. – 1986. –С.72.
114. Janai M., Moser F. Optical recording in amorphous silicon films//Journal of Applied Physics. –1982. – Vol. 53, N3. – P.1385-1386.
115. Корольков В.П., Чернухин В.П.. Лазерная технология изготовления фотошаблонов на пленках аморфного кремния// Тезисы докладов III Всесоюзной конференции «Применение лазеров в технологии и системах передачи и обработки информации» . –Таллин,1987. – С.67-68.
116. Shih, Jern T.C., Rong H.C., Hsiang H.T.. A feasibility study on the use of amorphous silicon as optical recording medium // Jap. J. Appl. Phys. – 1987. –Pt.1. – Vol.26,N2. – P.193-196.
117. Комраков Б.М., Шапочкин Б.А.. Измерение параметров оптических покрытий//М.: Машиностроение.—1986.
118. Гочияев В.З., Корольков В.П., Соколов А.П., Чернухин В.П. Полутонная оптическая запись на пленках а-Si// Квантовая электроника. —1989. — Т.16, №11. —С.2343-2348.
119. Gotchiyaev V.Z., Korolkov V.P., Sokolov A.P. Optical recording on amorphous silicon films: optical and structural changes, spatial resolution// Proc. III Intern. Symp. on Modern Optics. — Budapest, 1988. — Vol. II. — P.446-449.
120. Коронкевич В.П., Корольков В.П., Ленкова Г.А, Михальцова И.А., Пальчикова И.Г., Полещук А.Г., Седухин А.Г., Чурин Е.Г., Юрлов Ю.И. Киноформы: технология, новые компоненты и оптические системы. Часть II// Автометрия. -1989.- № 4, С. 49-66.
121. Sharafutdinov R.G., Khmel S.Ya., Shchukin V.G., Ponomarev M.V., Baranov E.A., Volkov A.V., Semenova O.I., Fedina L.I., Dobrovolsky P.P., Kolesov B.A. Gas-jet electron beam plasma chemical vapor deposition method for solar cell application// Solar Energy Materials & Solar Cells.-2005.-Vol.89,N2.-P. 99-111.
122. Korolkov V.P., Sokolov A.P., Semakov V.S. Optical recording materials for producing diffraction elements// Proc. SPIE.—1989.—Vol.1183. — P.672-674.

-
123. Gotchiyaev V.Z., Korolkov V.P., Sokolov A.P., Chernukhin V.P. High resolution optical recording on a-Si films// *Journal of Non-Crystalline Solids*. — 1991.—Vol. 137&138.—P.1297-1300.
124. Richter M., Wang Z.P., Ley L. The one phonon Raman spectrum in microcrystalline silicon//*Solid state communications*.—1981.—Vol.69.— P. 625-629.
125. Iqbal Z., S. Veprek, Webb A.P., Capezzuto P. Raman scattering from small particle size polycrystalline silicon//*Solid State Communications*.— 1981.— Vol.69.— P.993-996.
126. Webber H.C., Gullis A.G., Chew N.G. Computer simulation of high speed melting of amorphous silicon//*Applied Physics Letters*.— 1983.— Vol.43.— P.669.
127. Olson G.L. *Laser – Solid Interactions and Transient Thermal Processing of Materials*. N.Y.: Elsevier Science Publishing Company.—1983.—P.141.
128. Полещук А.Г., Кутанов А.А., Бессмельцев В.П., Корольков В.П., Шиманский Р.В., Малышев А.И., Маточкин А.Е., Голошевский Н.В., Макаров К.В., Макаров В.П., Снимщиков И.А., Сыдык уулу Н. Микроструктурирование оптических поверхностей: технология и устройство прямой лазерной записи дифракционных структур// *Автометрия*. – 2010.–Т.46, №2.–С. 86-96.
129. Корольков В.П., Крыжовский И.И. Михайлов М.Д., Соколов А.П. Применение пленок аморфного кремния в лазерной технологии изготовления КОЭ//Тезисы докладов всесоюзного семинара-совещания «Вопросы прикладной голографии» .—Тбилиси,1989.—С.47.
130. Корольков В.П., Полещук А.Г., Чуринов Е.Г. Способ изготовления дифракционных оптических элементов. Авторское свидетельство СССР №1280560, от 01.09.1986. //Бюллетень: Открытия, изобретения, промышленные образцы, товарные знаки. —1986.
131. Daschner W., Long P., Stein R., Wu C., Lee S.H. Cost-effective mass fabrication of multilevel diffractive optical elements by use of a single optical exposure with a gray-scale mask on high-energy beam-sensitive glass// *Appl. Opt* .— 1997.—Vol.36, N20.—P.4675-4680.

-
132. CMI Product information No. 95-08. LDW-glass photomask blanks.
133. Корольков В.П., Малышев А.И., Никитин В.Г., Полещук А.Г., Харисов А.А., Черкашин В.В., Ву Ч. Полутоновые фотошаблоны на основе LDW-стекло // Автометрия. —1998.—№6.—С.27-37.
134. Корольков В.П., Малышев А.И., Никитин В.Г., Полещук А.Г., Харисов А.А., Черкашин В.В., Ву Ч. Изготовление высокоэффективных ДОЭ с помощью полутоновых фотошаблонов на основе LDW-стекло// Компьютерная оптика. — 1998.—Вып. 18.—С. 43-51.
135. Korolkov V. P., Malyshev A.I., Poleshchuk A.G. et al. Fabrication of gray-scale masks and diffractive optical elements with LDW-glass// Proc. SPIE.— 2001.— Vol.4440.— P.73-84.
136. Poleshchuk A.G., Korolkov V.P., Koronkevich V.P., Cherkashin V.V., Wu C. Resistless direct laser writing technology for binary and gray-scale microimages generation//Diffractive Optics and Micro-Optics.—OSA Technical Digest.— Washington DC, 2000.— P.44-46.
137. Коронкевич В.П., Корольков В.П., Полещук А.Г. Лазерные технологии в дифракционной оптике// Автометрия.—1998.—N 6.—С.5-26.
138. Шиманский Р.В., Полещук А.Г., Корольков В.П., Черкашин В.В., Харисов А.А. Оптимизация метода прямой записи при изготовлении ДОЭ с непрерывным профилем// Компьютерная оптика. —2000.—Вып. 20.— С. 80-83.
139. Кирьянов В.П., Кирьянов В.П., Корольков В.П. Лазерные генераторы изображений с круговым сканированием: новые возможности традиционных направлений// Оптико-информационные измерительные и лазерные технологии и системы: Юбилейный сборник избранных трудов КТИ ИП СО РАН // Академическое изд-во «Гео». —С.184-216.
140. Madou M. J. Fundamentals of Microfabrication and Nanotechnology, Third Edition, Volume 2: Manufacturing Techniques for Microfabrication and Nanotechnology. New York: CRC Press.— 2011.

-
141. Dill F.H. , Hornberger W.P., Hauge P.S., Shaw J.M. Characterization of positive photoresist// IEEE Transactions on Electronics Devices.— 1975.—Vol.**ED-22**.— P.445-452.
142. Mack C.A. New kinetic model for resist dissolution// Journal of the Electrochemical Society.—1992.—Vol.**139**, N4.— L35.
143. Robertson S. A. , Pavelchek E. K., Hoppe W., Wildfeuer R. Improved Notch Model for resist dissolution in lithography simulation// Proc. SPIE.— 2001.—Vol. 4345.—P.108-117.
144. Исаков И. А., Корольков В.П., Коронкевич В. П., Ленкова Г. А. Клинико-экспериментальное исследование бифокальных дифракционно-рефракционных ИОЛ нового поколения // Вестник новых медицинских технологий. – 2008. –№ 4. – С. 151–154.
145. Korolkov V.P., Nasyrov, R.K., Shimansky R.V. Zone-boundary optimization for direct laser writing of continuous-relief diffractive optical elements// Appl. Opt. – 2005. – Vol.45,N1. – P.53-62.
- 146 Rasmussen E. “A new plotter for small structures,” In Optics and Fluid Department Annual Progress Report for 2000. – Risø National Laboratory. – 2001.
147. Korolkov V.P., Nasyrov R.K., Shimansky R.V. Optimization for direct laser writing of continuous-relief diffractive optical elements// Proc. SPIE.— 2007.— Vol.6732.— 67320P.
148. Korolkov V.P., Ostapenko S.V., Nasyrov R.K. Unification of approaches to optimization and metrological characterization of continuous-relief diffractive optical elements// Proc. SPIE. — 2010.—Vol. 7718. — 77180S.
149. Gerchberg R.W., Saxton W.O. A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures// Optik.-1972.-Vol.35,N2.-P. 237-246.
150. Korolkov V.P., Nasyrov R.K., Sametov A.R. and Suhii S.A. Optimization of half-tone technology for diffractive microlens fabrication// Proc. SPIE. — 2011.—Vol. 7957.— 795710.

-
151. Корольков В.П., Насыров Р.К., Гутман А.С., Саметов А.Р., Сухих С.А. Оптимизация полутоновой технологии изготовления дифракционных элементов с кусочно-непрерывным рельефом// Материалы 7-ой Международной Конференции «ГОЛОЭКСПО – 2010». — Москва, 2010. —С. 196-202.
152. Poleshchuk A.G. Fabrication of phase structures with continuous and multilevel profiles for diffractive optics// Proc. SPIE.— 1991.—Vol.1574.—P 89-100.
153. Oppliger Y., Sixt P., Stauffer J. M., Mayor J. M., Regnault P., Voirin, G. One-step 3D shaping using a gray-tone mask for optical and microelectronic applications// Microelectronic Engineering.— 1994.—Vol.23,N1-4.— P.449-454.
154. O’Shea D. C., Rockward W. S. Gray-scale masks for diffractive-optics fabrication: II. Spatially filtered halftone screens// Appl. Opt.— 1995.—Vol. 34.—P. 7518-7526.
155. Reimer K., Quenzer H.J., Jürss M., Wagner B. Micro-optic fabrication using one-level gray-tone lithography// Proc. SPIE.— 1997.—Vol.3008.—P. 279-288.
156. Ogusu M., Iwasaki Y. Method of manufacturing diffractive optical element// Patent USA N 6,930,834, August 16, 2005.
157. Wolf S. Silicon Processing for the VLSI Era, Vol. 4: Deep-Submicron Process Technology, Chapter 8 «Chemical mechanical polishing» .— LATTICE PRESS, Sunset Beach, CA, 2002.—P. 313—432.
158. Корольков В.П. Применение контурной маски для повышения дифракционной эффективности ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом// Сборник материалов IX Международного научного конгресса "Интерэкспо гео-сибирь-2013». — Том Сибоптика-2013. — Новосибирск, 2013. — С. 20-24.
159. Korolkov V.P., Poleshchuk A.G., Veiko V.P. Study of microstructure topography and hardness evolution at direct laser writing on chrome films// “Fundamentals of laser Assisted Micro-and Nanotechnologies” (FLAMN-10).—St. Petersburg, 2010.—P. 90-91.

-
160. Корольков В.П. Чувствительность оптимизированного метода контурной маски к ошибкам процесса изготовления ДОЭ с кусочно-непрерывным рельефом// Автометрия.— 2014.— Т.50, №1.— С. 9-19 (в печати).
161. O'Shea D.C., Suleski T.J., Kathman A.D., Prather D.W. Diffractive Optics: Design, Fabrication, and Test//SPIE PRESS BOOK.-Vol. TT62.- ISBN: 9780819451712.- 2003.-260 p.
162. Nikolajeff F., Löfving B., Johansson M., Bengtsson J., Hård S., Heine C. Fabrication and simulation of diffractive optical elements with superimposed antireflection subwavelength gratings//Appl Optics.— 2000 .—Vol. 39, № 26.— p.4842-4846.
163. Корольков В.П., Ионин А.А., Кудряшов С.И., Селезнев Л.В., Сеницын Д.В., Самсонов Р.В., Маслий А.И., Медведев А.Ж., Гольденберг Б.Г. Фемтосекундное лазерное наноструктурирование поверхности Ni/Cu-фольг// Квантовая электроника. – 2011.– Т.41, №4 .– С.387–392.
164. http://www.microresist.de/products/ormocers/ormocomp_en.htm
165. Korolkov V.P., Konchenko A.S., Poleshchuk A.G. Application of fiber spectrometers for etch depth measurement of binary computer-generated holograms// Proc. SPIE. — 2013. — Vol.8759. — 875959.
166. Корольков В.П., Конченко А.С. Спектрофотометрический метод измерения глубины отражательных калибровочных решеток// Автометрия. – 2012.– Т. 48, №2.– С.120-128.
167. Korolkov V.P., Konchenko A.S., Nasyrov R.K., Spectrophotometric certification of calibration gratings// Proceedings of the IASTED Conference on Automation, Control, and Information Technology: Optical Information Technology.— Novosibirsk, 2010. — P. 275-278.
168. Gale M.T., Lang G.K., Raynor J.M., Schütz H., Prongué D. Fabrication of kinoform structures for optical computing// Appl. Opt.-1992.-Vol. 31.-P. 5712-5715.

-
169. Korolkov V.P., Malyshev A.I., Nikitin V.G., Cherkashin V.V., Poleshchuk A.G., Kharissov A.A. Application of gray-scale LDW-glass masks for fabrication of high-efficiency DOEs// Proc. SPIE.—1999.—Vol.3633.— P.129-138.
170. Kley E.B. Continuous profile writing by electron and optical lithography// Microelectronic Engineering.— 1997.— Vol. 34.— P. 261-298.
171. Blough C.G., Rossi M., Mack S.K., Michaels R.L. Single-point diamond turning and replication of visible and near-infrared diffractive optical elements// Appl. Opt.— 1997.— Vol. 36.— P.4848-4654.
172. Content D.A. Diffraction grating groove analysis used to predict efficiency and scatter performance// Proc.SPIE.— 1999.— Vol.3778.— P.19-30.
173. Fujita T., Nishihara N., Koyama J. Blazed gratings and Fresnel lenses fabricated by electron-beam lithography//Optics Letters.—1982.—Vol.7,N12.—P.578-580.
174. Korolkov V.P.; Ostapenko S.V.; Shimansky R.V. Profilometric characterization of DOEs with continuous microrelief// Proc. SPIE. — 2008.—Vol. 7102. — 710209.
175. Корольков В.П., Остапенко С.В. Характеризация профилограмм кусочно-непрерывного дифракционного микро рельефа//Оптический журнал. – 2009.– Т. 76, № 7.– С. 34-41.
176. Корольков В.П., Остапенко С.В., Шиманский Р.В., Денк Д.Э. Оптические микропрофилометры для контроля дифракционного микро рельефа// Сборник трудов 4-го международного форума “Голография ЭКСПО-2007”. — Москва, 2007. — С. 89-92.
177. Корольков В.П., Остапенко С.В., Шиманский Р.В. Методы обработки профилограмм и интерферограмм кусочно-непрерывного дифракционного микро рельефа// Сборник трудов 4-го международного форума “Голография ЭКСПО -2007”. — Москва, 2007. —С. 93-95.
178. Korolkov V.P., Poleshchuk A.G., Koronkevich V.P., Sedukhin A.G. Application of diffractive optical elements in laser metrology// Proc. SPIE.— 2002.— Vol.4900.— P. 841-852.

-
179. Полещук А. Г., Чуринов Е.Г., Корольков В.П. Гибридная рефракционно-дифракционная нулевая система для интерферометрического контроля светосильных асферических поверхностей// Сборник Компьютерная оптика, Москва- Самара, 2000.— М.:МНЦТИ.— Выпуск №20.— с. 76-79.
180. Golub M.A. Optical performance evaluation from microrelief profile scans of diffractive optical elements// OSA Conference Technical Digest “Diffractive Optics and MicroOptics,” Québec City.— Canada, 2000.—P.110-112.
181. Suleski T.J., O’Shea D.C. Gray-scale masks for diffractive optics fabrication: I. Commercial slide imagers// Appl. Opt.— 1995.—Vol.34,N32.—P. 7507-7517.
182. Levy U., Mendlovic D., Marom E. Efficiency analysis of resolution-limited DOEs// Diffractive Optics and Micro-Optics, OSA Technical Digest, Washington DC, 2000.—P.150-152.
183. Koronkevich V.P., Korolkov V.P., Malyshev A.I., Nikitin V.G. New fabrication method for diffractive optical elements with deep phase relief// Proc. SPIE. — 1997.— Vol.3010. — P.180-191.
184. Коронкевич В.П., Корольков В.П., Полещук А.Г. Лазерные технологии в дифракционной оптике//Автоматрия. —1998.—№ 6.—С.5-26.
185. Holladay J.T. Principles and optical performance of multifocal intraocular lenses//Ophthalmology Clinics of North America. —1991.—Vol.4, N2. —p.295-311.
186. Futhey J.A. Diffractive bifocal intraocular lens// Proc. SPIE.—1989.—Vol. 1052.—P. 142-149.
187. Lindstrom R.L. Food and Drug Administration Study update. One-year results from 671 patients with the 3M multifocal intraocular lens// Ophthalmology, 1993.— Vol.100,N1.—P.91-97.
188. Тахтеев Ю.В., Балашевич Л.И. Первый опыт клинического применения мультифокальных интраокулярных линз “AcrySof ReSTOR®// Офтальмохирургия. – 2004.— № 3.— С. 30-33.
189. Knorz M.C. European Perspective on Mixing and Matching Multifocal IOLs// Cataract & refractive surgery today.— August 2007.—P. 1-3.

-
190. Пат. 2303961 Российская Федерация, МПК (2006.01) А 61 F 2/14, В 29 D 11/02. Мультифокальная интраокулярная линза и способ ее изготовления / Ленкова Г. А., Коронкевич В. П., Корольков В. П., Исаков И. А.; патентообладатель ЗАО «ИнтраОЛ». - № 2005135097/14; заявл. 31.10.05; опубл. 10.08.07, Бюл. № 22 (II ч.) – 6 с: ил.
191. Koronkevich V.P., Korolkov V.P., Lenkova G.A. Phototechnologies for fabrication of bifocal intraocular lenses// Proc. SPIE.-2007.-Vol.6734.-P. 67340Z.
192. Fedorov S.N., Linnik L.F., Treushnikov V.M., Viktorova E. A. Polymer material for making an elastic intraocular lens and a lens based on said material. United States Patent 5725576 (published March 10, 1998).
193. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Корольков В. П., Исаков И. А. Бифокальные дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы// Сборник трудов 7-й Международной конференции "Прикладная оптика-2006" – Москва, 2006. – Т. 1.—С. 278–282.
194. Ленкова Г.А., Мызник М.М. Исследование качества изображения схематического глаза с гибридной бифокальной интраокулярной линзой в зависимости от диаметра зрачка// Автометрия.— 2002.—Т.38, №3.—С.61-70.
195. Fedorov S.N., Linnik L.F., Treushnikov V.M., Viktorova E. A. Method for making an elastic intraocular lens, United States Patent 5833890 (November 10, 1998).
196. Коронкевич В.П., Ленкова Г.А., Корольков В.П., Полещук А.Г., Исаков И.А., Гутман А.С. Новое поколение бифокальных дифракционно-рефракционных интраокулярных линз// Компьютерная оптика. —2008. —Том 32, №1. —С. 50-58.
197. Коронкевич В.П., Ленкова Г.А., Корольков В.П., Исаков И.А. Бифокальные дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы// Оптический журнал. — 2007.—Т.74, №12. —С.34-39.
198. Исаков И.А., Коронкевич В.П., Ленкова Г.А., Корольков В.П. Отечественная бифокальная дифракционно-рефракционная ИОЛ: конструкция,

оптические свойства // Вестник ОГУ (Вестник Оренбургского государственного университета). – 2007. – № S12 (№78). – С. 85–88.

199. Ленкова Г.А., Корольков В.П., Коронкевич В.П., Насыров Р.К., Мызник М.М., Гутман А.С., Искаков И.А., Треушников В.М. Дифракционно-рефракционные интраокулярные линзы // Автометрия. — 2008. — Т. 44, № 4. — С. 75-88.

200. Искаков И.А., Корольков В.П., Коронкевич В.П., Ленкова Г.А. Клинико-экспериментальное исследование бифокальных дифракционно-рефракционных ИОЛ нового поколения // Вестник новых медицинских технологий. – 2008. – Т. XV, № 4. – С. 151–154.

201. Коронкевич В.П., Ленкова Г.А., Искаков И.А., Федоров С.Н. Дифракционная интраокулярная линза// Патент РФ.— N 2186417.

202. Sweeney D.W., Sommargren G.E. Harmonic diffractive lenses// Appl.Opt.— 1995.—Vol.34, N 14.—P.2469-2475.

203. Pindyurin V.F., Goldenberg B.G., Petrova E.V., Ancharova U.V., Eliseev V. S., Korolkov V.P., Nasyrov R.K. Dynamic X-ray lithography for blazed diffractive optics fabrication// Proc. SPIE.— 2008.—Vol. 7102.— 710208.

204. Резникова Е.Ф., Гольденберг Б.Г., Кондратьев В.И., Кулипанов Г.Н., Корольков В.П., Насыров Р.К. ЛИГА-технология для синтеза дифракционных преломляющих интраокулярных линз// Известия РАН. Серия физическая.—2013.—Т. 77, № 2.— С. 131-135.

205. Гольденберг Б.Г., Абрамский А.Ю., Зелинский А.Г., Маслий А.И., Максимовский Е.А., Кондратьев В.И., Корольков В.П., Купер К. Э., Петрова Е.В., Пиндюрин В.Ф. Особенности изготовления шаблонов для глубокой рентгеновской технологии в сибирском центре синхротронного и терагерцового излучения// Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования. –2011.– № 2.–С. 61–68.

-
206. Александров А.Г., Завалова В.Е., Кудряшов А.В. Датчик волнового фронта Шака — Гартмана для измерения параметров мощных импульсных твердотельных лазеров// Квантовая электроника.-2010.-Т. 40, №4.-С. 321–326.
207. Лукин В.П. Атмосферная адаптивная оптика. Новосибирск: Наука, 1986.— С.248.
208. Анцыгин В. Д., Конченко А. С., Корольков В. П., Мамрашев А. А., Николаев Н. А., Потатуркин О. И. Терагерцовый микрорастровый эмиттер на основе поперечного эффекта Дембера// Автометрия2013. -Т. 49, № 2. – С. 92-97.
209. Гутман А.С., Корольков В.П., Насыров Р.К., Полещук А.Г., Седухин А.Г., Никаноров Н.Ю. Применение дифракционной оптики для повышения качества фокусировки мощного лазерного излучения // Сборник трудов XVII Международного объединенного симпозиума «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», Научный семинар «Применение адаптивной оптики в мощных лазерах» .— Томск, 2011.— С. 18–21.
210. Kanev F., Lukin V., Makenova N. Limitations of adaptive control efficiency due to singular points in the wavefront of a laser beam // Proc. SPIE. —2003. — V. 4884. —P. 265-272.
211. Hessler T. and Kunz R. E. Relaxed fabrication tolerances for low-Fresnel number lenses// J. Opt. Soc. Am. A . —1997. —Vol. 14, No. 7. —P. 1599-1606.
212. Лукин В.П., Ботыгина Н.Н., Емалеев О. Н., Корольков В. П., Лавринова Л.Н., Насыров Р.К., Полещук А.Г., Черкашин В.В. Датчик Шэка – Гартмана на основе раstra низкоапертурных внеосевых дифракционных линз// Автометрия. – 2009.— Т. 45, № 2.— С. 88-98.
213. Корольков В.П., Пыхтин А.В., Черкашин В.В. Проектирование и запись оригиналов защитных голограмм с псевдообъемными элементами на установке CLWS-300IAE// Сборник трудов и официальные материалы конференции «Голография в России и за рубежом. Наука и практика». — Санкт-Петербург, 2008. — С. 171-175.

-
214. Stephens R.R., Lind R.C. Experimental study of an adaptive-laser resonator// Opt.Lett.— 1978.—Vol.3.—P.79-80.
215. Kudryashov A. V., Weber, H. Laser resonators: novel design and development. Bellingham, Wash, SPIE Optical Engineering Press.- 1999.
216. Гаранин С. Г., Маначинский А. Н., Стариков Ф. А., Хохлов С. В., Фазовая коррекция лазерного излучения с помощью адаптивных оптических систем в РФЯЦ-ВНИИЭФ// Автометрия.—2012.—Т.48,№2.—С. 30-37.
217. Lobachev, V. V., Strakhov S. Y. Direction of increase of solid state laser active element efficiency//Proc. SPIE.— 1998.—Vol. 3574.—3. 666-669.
218. Bett T.H. Development of static phase control elements for high power solid state lasers// Proc. SPIE.— 2001.—Vol. 4440.—P. 93-100.
219. Nasyrov R.K., Arapov Yu.D., Korolkov V.P., Poleshchuk A.G. Conformal optical elements for wavefront distortion correction in YAG:Nd active elements// Book of abstracts of XV International Conference “Laser Optics 2012”.—St. Petersburg, Russia, 2012.— Code: WeR4-04.
220. Haynam C.A., Wegner P.J., Auerbach J.M. National Ignition Facility laser performance status// Applied Optics.—2007.— Vol. 46,N 16.—P. 3276-3303.
221. Корольков В.П., Насыров Р.К., Полещук А.Г., Арапов Ю.Д., Иванов А.Ф.: Конформальные оптические элементы для коррекции искажений волнового фронта в YAG:ND активных элементах//Квантовая электроника.— 2013.—Т.43, № 2.— С.117-121.
222. Nasyrov R.K., Arapov Y.D., Korolkov V.P., Poleshchuk A.G. Conformal optical elements for wavefront distortion correction in YAG:ND active elements// Book of abstracts of XV International Conference “Laser Optics 2012” .—St. Petersburg, Russia, 2012 г.— Code: WeR4-04.
223. Korolkov V.P., Nasyrov R.K., Poleshchuk A.G., Malyshev A.I., Sametov A.R., Arapov Yu. D., Ivanov A.F. Large aperture conformal wavefront correctors for high-power solid-state lasers with YAG:Nd active elements// International Symposium ICONO//LAT-20132013.— Moscow, Russia, 2013. — LFH25.

ПРИЛОЖЕНИЕ А
АКТЫ ВНЕДРЕНИЯ

УТВЕРЖДАЮ

Директор КТИ ИИ СО РАН
д.т.н., проф. Ю.В. Чугуй

“ 15 ” октября 2013 г.

АКТ

о внедрении результатов докторской диссертационной работы
Королькова Виктора Павловича

Комиссия в составе: председатель зам. директора А.Г. Верхогляд и члены комиссии: зав. лабораторией к.т.н. А.К. Поташников и зам. директора, к.ф.-м.н. М.Ф. Ступак составили настоящий акт о том, что результаты диссертационной работы В.П. Королькова «Лазерные литографические системы и технологии синтеза рельефно-фазовых оптических элементов», представленной на соискание ученой степени доктора технических наук, использовались в КТИ ИИ СО РАН при создании заказных лазерных литографических систем с круговым сканированием типа CLWS-300, спроектированных для изготовления микроструктурированных рельефно-фазовых оптических элементов и фотошаблонов с помощью прямой лазерной записи на пленках фоторезиста и хрома. Результаты были предоставлены в рамках выполнения хозяйственных договоров на совместную с ИАиЭ СО РАН поставку установок типа CLWS-300 и ее новых версий в Институт технической оптики Университета Штутгарта (Германия), Центр исследований ФИАТ (Италия), Берлинский институт оптики, Институт физики Китайской академии космических технологий (г. Ланьчжоу), ОАО "НПП "Геофизика-Космос", Харбинский институт технологии, ОАО «ПО «УОМЗ», Самарский государственный аэрокосмический университет им. С. П. Королева в виде технической документации, описания технологических процессов, действующих образцов узлов и блоков.

Председатель комиссии:

зам. директора

 А.Г. Верхогляд

Члены комиссии:

зам. директора, к.ф.-м.н.

 М.Ф. Ступак

Зав. лабораторией к.т.н.

 А.К. Поташников

МИНИСТЕРСТВО ЗДРАВООХРАНЕНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ



ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
«МЕЖОТРАСЛЕВОЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС

«МИКРОХИРУРГИЯ ГЛАЗА»

имени академика С.Н. ФЕДОРОВА»

МИНИСТЕРСТВА ЗДРАВООХРАНЕНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Новосибирский филиал

(Новосибирский филиал ФГБУ «МНТК «Микрохирургия глаза» им. акад. С.Н. Федорова» Минздрава России)

630071, г. Новосибирск, ул. Колхидская, 10, тел: +7(383) 341-01-55, факс: +7(383) - 340-37-37,
<http://www.mntk.nsk.ru>

УТВЕРЖДАЮ

Директор Новосибирского филиала
ФГБУ МНТК «Микрохирургия глаза»
им. акад. С.Н. Федорова» Минздрава России
профессор, д.м.н.
Черных В.В.

23 сентября 2013 г.

АКТ

Внедрения результатов диссертационной работы Королькова В.П.
«Лазерные литографические технологии и системы
синтеза рельефно-фазовых оптических элементов»

В результате выполнения диссертационной работы В.П.Королькова «Лазерные литографические технологии и системы синтеза рельефно-фазовых оптических элементов», представленной на соискание ученой степени доктора технических наук, разработана технология изготовления кварцевых матриц для производства дифракционно-рефракционных интраокулярных линз «МИОЛ-Аккорд» и оптимизирован микрорельеф самих линз для увеличения эффективности их производства и улучшения медицинских характеристик. Настоящий акт подтверждает, что гибридные дифракционно-рефракционных интраокулярные линзы «МИОЛ-Аккорд», выпускаемые НПП «Репер-НН» (Нижний Новгород) совместно с ЗАО «ИНТРАОЛ», прошли успешные медицинские испытания в Новосибирском филиале ФГБУ МНТК «Микрохирургия глаза» и используются в нашей медицинской практике.

Заведующий операционным блоком
НФ ФГБУ МНТК «Микрохирургия глаза»
им. акад. С.Н.Федорова» Минздрава России
д.м.н.

 Искаков И.А.



Открытое акционерное общество
«Научно – производственное предприятие «Геофизика - Космос»
(ОАО «НПП «Геофизика-Космос»)

107497, г. Москва, ул. Иркутская, д.11, корп. 1, тел. (495)462-03-43, факс (495)462-13-14
e-mail: info@geofizika-cosmos.ru, www.geofizika-cosmos.ru

Утверждаю
Первый заместитель генерального директора
технический директор

Ю.А. Видецких
09.09.2013 г.


АКТ

о внедрении результатов докторской диссертационной работы
Королькова Виктора Павловича

Настоящий акт составлен о том, что результаты диссертационной работы В.П. Королькова «Лазерные литографические технологии и системы синтеза рельефно-фазовых оптических элементов», представленной на соискание ученой степени доктора технических наук, использовались в ОАО "НПП "Геофизика-Космос" при эксплуатации и модернизации круговой лазерной записывающей системы, в т.ч. для изготовления методом прямой лазерной записи микроструктурированных оптических элементов и фотошаблонов. Данные результаты в виде технической документации, описания технологических процессов, действующих образцов узлов и блоков предоставлены в материалах договора №1247/8001 от 30.11.12г., заключённого между ОАО "НПП "Геофизика-Космос" и ИАиЭ СО РАН в качестве СЧ ОКР «Разработка технологии изготовления высокоточных угловых считывающих кодовых лимбов, сеток и нониусов с применением программно-математического обеспечения и лазерной делительной установки для оптико-электронных систем навигации, ориентации и астрокоррекции изделий ракетно-космической техники», выполняемой ОАО «НПП «Геофизика-Космос» в интересах Роскосмоса.

Руководитель ОКР «Нониус»
Зам. начальника оптического цеха, к.т.н.



А.В. Бобков