

УДК 621.315.592 : 772.99

В. П. КОРОНКЕВИЧ, Г. А. ЛЕНКОВА, И. А. МИХАЛЬЦОВА,
И. Г. ПАЛЬЧИКОВА, А. Г. ПОЛЕЩУК, А. Г. СЕДУХИН,
Е. Г. ЧУРИН, Ю. И. ЮРЛОВ
(Новосибирск)

КИНОФОРМНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ: МЕТОДЫ РАСЧЕТА, ТЕХНОЛОГИЯ ИЗГОТОВЛЕНИЯ, ПРАКТИЧЕСКОЕ ПРИМЕНЕНИЕ

Введение. За последние двадцать лет элементная база оптики претерпела существенное изменение. С появлением лазеров и ЭВМ начался процесс сближения оптики и электроники, одним из следствий которого стало возникновение в конце 60-х годов новых оптических элементов, рассчитанных и выполненных с помощью ЭВМ. Такие фазовые элементы, получившие название «киноформов» [1], осуществляют непосредственную модуляцию фазы исходного волнового фронта путем вариаций оптической толщины материала. В отличие от обычных оптических элементов (линз, призм, зеркал и т. д.) оптическая толщина киноформа соизмерима с длиной волны света, что позволяет создавать практически плоские элементы.

Цель предлагаемой работы — рассмотреть особенности и области применения, методы расчета и существующие технологии изготовления киноформных оптических элементов (КОЭ).

Особенности и области применения. Киноформные элементы занимают промежуточное положение между дифракционными и рефракционными элементами и представляют собой фазовые дифракционные решетки сложной топологии и профиля. При создании оптических систем и приборов необходимо представлять, в каких конкретных случаях целесообразно их использование. Внимание специалистов КОЭ привлекают по следующим причинам:

1. Киноформы позволяют осуществить более широкий класс преобразований волновых фронтов по сравнению с классическими оптическими элементами. Это обусловлено тем, что технология их изготовления не связана с механической обработкой стекла, а основана, как будет показано ниже, на использовании управляемых от ЭВМ фотопостроителей и генераторов изображения в сочетании с методами фотолитографии. В киноформном виде можно изготовить линзы, объективы, призмы и элементы, с трудом реализуемые обычными оптическими методами (аксиконы, асферические линзы, корректоры волновых фронтов, а также элементы, не имеющие аналогов в классической оптике). Наиболее успешно с помощью КОЭ решаются задачи аттестации асферической оптики, создания конических и винтовых волновых фронтов, коррекции волновых aberrаций обычных линз, фокусировки лазерного излучения в заданную область пространства [2—6] и т. д.

КОЭ дают возможность конструировать пространственно-неинвариантные и пространственно-перекрывающиеся оптические системы. В первом

случае входное изображение подвергают пространственно-неинвариантной обработке [7]. Во втором случае на одной подложке располагаются несколько КОЭ и изображение подвергается параллельно нескольким преобразованиям.

В устройствах оптической обработки информации в киноформном виде выполняются пространственные фильтры, аподизирующие маски и т. д.

2. Элементы киноформной оптики в силу своей природы могут быть изготовлены на тонких подложках или в виде пленок. Они имеют малый вес при большой апертуре и из-за малого поглощения в слое пропускают свет в широкой области спектра. Это позволяет экономить дорогие материалы, применяемые для изготовления оптических элементов ИК-диапазона (арсенид галия, германий), обеспечивать принципиальную возможность формирования изображений в рентгеновском диапазоне (рентгеновские телескопы, микроскопы и т. д.) [8], создавать элементы с высокой лучевой стойкостью для высокоэнергетических лазерных установок [9]. Снижение веса и габаритов оптических элементов крайне важно при создании телескопов, спектральных фотоаппаратов, систем ориентации, слежения и обработки информации.

3. Технология производства КОЭ, как будет показано ниже, аналогична технологии производства интегральных схем. Это дает возможность использовать КОЭ в системах, для которых определяющим является низкая стоимость и возможность массового производства. Это в первую очередь бытовые оптические приборы, объективы дисковых видео(звук)-воспроизводящих устройств, коллиматоры полупроводниковых лазеров, оптика систем контроля, ориентации и технического зрения промышленных роботов и т. д.

В отличие от элементов классической оптики КОЭ имеют ряд особенностей, которые необходимо учитывать при их практическом использовании и которые, несомненно, ограничивают круг решаемых ими задач. В силу своей дифракционной природы киноформные элементы обладают значительным хроматизмом, поэтому их нельзя использовать, например, в визуальных оптических системах, работающих в широкой полосе спектра. Однако тот же хроматизм может с успехом использоваться для устранения хроматических aberrаций обычных линз или для создания специальных спектральных приборов [10]. Хроматизм КОЭ не существует при работе в монохроматическом свете, поэтому основная область их применения — системы с лазерными источниками излучения, значение которых с каждым годом возрастает.

Основной недостаток КОЭ — ограниченная дифракционная эффективность. У идеального киноформа, т. е. такого, у которого фазовый профиль и топология зон соответствуют теоретическим (расчетным) значениям, эффективность составляет 100%. В настоящее время получение идеального профиля — сложная техническая проблема, особенно для элементов с размерами зон порядка микрона. Как показывает опыт, дифракционная эффективность КОЭ практически не превышает 60—80% [11—13] независимо от способа изготовления и только для элементов с широкими зонами достигает 90%. Неидеальность фазового профиля приводит к появлению рассеянного света и паразитных дифракционных порядков. Наличие рассеянного света в визуальных системах снижает контраст формируемого изображения, а нежелательные дифракционные порядки (боковые лепестки в диаграмме направленности) способствуют возникновению помех. В передающих оптических устройствах (лазерных локаляторах, дальномерах, системах оптической связи и т. д.) боковые лепестки в диаграмме направленности, как правило, недопустимы из соображений техники безопасности и требований электромагнитной совместимости.

Таким образом, круг применений КОЭ в настоящее время ограничен, с одной стороны, требованием монохроматичности светового потока, а с другой — наличием из-за несовершенства технологии изготовления рассеянного света, доля которого составляет 10—30%. И хотя во многих

случаях рассеянный свет можно устранить пространственной фильтрацией, выбором специальных пороговых типов фотоматериалов или электронной обработкой принятых сигналов, тем не менее он является серьезным препятствием для широкого применения КОЭ в оптико-электронных приборах.

В тех же случаях, когда требуемые характеристики оптических систем трудно или невозможно реализовать с помощью обычных средств, применение КОЭ является единственно оправданным.

Методы расчета. Методы расчета КОЭ определяются их назначением (преобразование волновых фронтов, формирование изображений и т. д.) и значительно отличаются один от другого. Общим является вычисление фазовой функции пропускания $\tau(\xi, \eta) = \exp(j\varphi(\xi, \eta))$ элемента, а затем модулирующей функции $\hat{\varphi}(\xi, \eta)$ путем кодирования по модулю 2π фазы $\varphi(\xi, \eta)$.

Общая задача синтеза киноформов диффузных объектов сложной формы состоит в следующем. Определить такую функцию пропускания фазового фильтра $\tau(\xi, \eta)$, чтобы создаваемое им распределение амплитуды светового поля $g(x, y)$ в зоне дифракции Френеля либо Фраунгофера было максимально подобным заданному $f(xy)$. При этом распределение фазы может быть произвольным. Степень подобия характеризуется функционалом

$$\hat{I}(\varphi) = \|f - g\| = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |f(xy) - g(xy)|^2 dx dy \right]^{1/2}.$$

Существует несколько приближенных схем решения этой задачи, так как отсутствует аналитический метод, позволяющий находить функцию $\varphi(\xi, \eta)$, доставляющую минимум функционалу $\hat{I}(\varphi)$.

Один из методов синтеза киноформов заключается в следующем [1]. Рассматривается случайная функция $F(xy) = f(xy) \exp[j\psi(xy)]$, где $f(xy)$ — заданная функция, а фазовая функция $\psi(xy)$ — случайная, причем $e^{j\psi(xy)}$ не коррелирована. В качестве искомой фазы $\varphi(\xi, \eta)$ берется фаза φ_1 обратного преобразования Френеля \mathcal{F}_r^{-1} от функции $F(xy)$. Получаемая таким образом приближающая функция $g(xy)$ имеет вид

$$g(xy) = \left| \mathcal{F}_r \left\{ \mathcal{F}_r^{-1} [F(xy)] \right\} / \left| \mathcal{F}_r^{-1} [F(xy)] \right| \right|.$$

Повторяя операции для различных реализаций $\psi(xy)$ и усредняя результаты, получим усредненное решение задачи синтеза. В работе [14] показано, что если математическое ожидание квадрата функции $g(xy)$ разложить в ряд

$$M[g^2(xy)] = \sum_{i=1}^{\infty} a_i f_i(xy), \quad \text{где } f_i(xy) = f^2(xy),$$

то коэффициент при первом члене составит 78% от общей суммы коэффициентов. Существует способ генерирования случайной фазы [15], учитывающий конкретный вид функции $f(xy)$, при котором $M\{g^2(xy)\} = f^2(xy) + \text{const}$, т. е. математическое ожидание квадрата приближающей функции совпадает с заданной функцией с точностью до константы.

Другой метод синтеза киноформов — это построение итерационной схемы [16]. Вновь рассматривается функция $F(xy)$ с произвольной начальной фазой $\psi_0(xy)$; выполняется прямое преобразование Фурье $\mathcal{F}[f \exp(j\psi_0)] = \xi_1 \exp(j\varphi_1)$, отбрасывается амплитудный множитель ξ_1 и выполняется обратное преобразование Фурье $\mathcal{F}^{-1}[\exp(j\varphi_1)] = f_1 \exp(j\psi_1)$. Далее вычисляется норма $\|f - f_1\|$, и если она велика, то процесс повторяется, причем в качестве начальной фазы используется ψ_1 . Итерирование продолжается до тех пор, пока $\|f - f_k\|$, где $k = 1, 2, 3, \dots$, не достигнет минимума. Если полученная в итоге норма велика, то процесс начинается сначала при другой начальной фазе.

Алгоритмы, основанные на интегральных преобразованиях (Френеля, Фурье), можно использовать и для расчета функции пропускания КОЭ, осуществляющих преобразование формы волновых фронтов или концент-

рацию излучения в область пространства с заданным распределением интенсивности $|f(xyz)|^2$. Функция пропускания $\tau(\xi, \eta)$ определяется в этом случае на основе теории дифракции Кирхгофа — Френеля и принципа обратимости волновых фронтов. Область фокусировки рассматривается как набор излучателей, создающих в плоскости элемента (ξ, η) световое поле $U_1(\xi, \eta) = \mathcal{F}[f(xyz)e^{i\psi}]$, причем распределение фаз $\psi(xyz)$ между излучателями считается заданным и может быть использовано для оптимизации топологии КОЭ. Тогда если киноформ освещается монохроматической волной с распределением амплитуды $U_0(\xi, \eta)$, функция пропускания $\tau(\xi, \eta)$ имеет вид

$$\tau(\xi, \eta) = \frac{U_0^*(\xi, \eta) U_1^*(\xi, \eta)}{|U_0(\xi, \eta) U_1(\xi, \eta)|}$$

Аналитическое решение последнего выражения возможно только в некоторых простых случаях. Поэтому представляет интерес расчет функции пропускания КОЭ в приближении геометрической оптики [17]. При этом делаются априорные предположения о симметрии волновых фронтов и ходе лучей через киноформ. Хорошие результаты дает также представление функции пропускания фокусирующих КОЭ в виде произведения функций пропускания киноформной линзы и совмещенного с ней фазового фильтра. В этом случае распределение поля в фокальной плоскости представляет собой свертку импульсного отклика фазового фильтра с импульсным откликом линзы. Например, выбирая в качестве фазового фильтра набор профилированных дифракционных решеток и варьируя их параметры, можно достаточно хорошо приблизиться к требуемому (прямоугольному, треугольному, кольцевому и т. д.) распределению интенсивности.

При использовании КОЭ в качестве объективов, формирующих изображение, необходимо провести абберационный расчет. Однако абберации киноформной линзы так же, как и рефракционной, можно исключить только для одной пары сопряженных точек. Более широкими возможностями обладают оптические системы, включающие в себя несколько киноформных, а в общем случае, и рефракционных оптических элементов. Так, в простейшем объективе, состоящем из двух КОЭ, можно исправить сферическую абберацию, астигматизм, дисторсию, кривизну поля третьего, частично пятого и высших порядков. В свою очередь, трехкомпонентная система [18] позволяет заменить высококачественный многолинзовый объектив для проекционной фотолитографии с пространственным разрешением по полю свыше 1000 мм^{-1} .

Процесс проектирования оптической системы включает, как правило, абберационный расчет на основе методов теории аббераций и последующую численную оптимизацию. При абберационном анализе комбинированных дифракционно-рефракционных систем необходимо пользоваться специальными методиками расчета аббераций. Одна из таких методик описывается в [4], где получены выражения для коэффициентов разложения точечной характеристики дифракционной линзы и показано, что этого достаточно для определения коэффициентов волновых аббераций комбинированных оптических систем. Иной путь конструирования комбинированных систем — использование стандартных программ расчета оптических систем, причем дифракционные линзы заменяются эквивалентными рефракционными. В [19] показано, что дифракционные линзы эквивалентны рефракционным, если последние имеют очень большой показатель преломления ($n > 100$) и пренебрежимо малую толщину ($t \rightarrow 0$), т. е. кривизна поверхности приближается к кривизне подложки. Аналогичными методами рассчитываются и киноформные компенсаторы для аттестации асферической оптики с помощью интерферометров или теневых приборов.

Модулирующая функция $\hat{\varphi}(\xi, \eta)$ формируется по модулю 2π из рассчитанной фазовой функции $\varphi(\xi, \eta)$ (рис. 1). Это означает, что в точках,

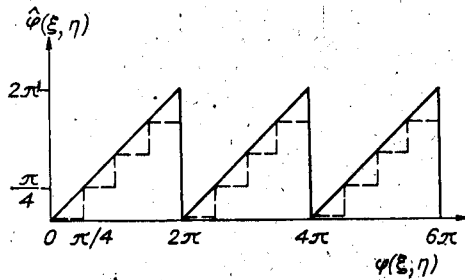


Рис. 1.

где фаза функции пропускания достигает значения $2\pi k$, модулирующая функция скачком падает до нуля и имеет вид пилы, изображенной на рисунке сплошной линией. Однако при изготовлении КОЭ можно только приблизиться к желаемому фазовому рельефу, так как нелинейность и невоспроизводимость характеристик регистрирующей среды приводят к появлению погрешности фазового

рельефа, достигающей 10—15%. Погрешность выполнения глубины фазового рельефа вызывает снижение дифракционной эффективности, которая определяется формулой [20]

$$\eta_1 = (\sin^2(\pi\delta)/(\pi\delta)^2)100\%,$$

где $\delta = (2\pi - \hat{\varphi}_{\max})/2\pi$. Например, если $\delta = 0,15$, то $\eta_1 = 92\%$. Наиболее технологично моделировать функцию пропускания согласно функции фазового соответствия, показанной на рис. 1 пунктиром, когда модулирующая функция $\hat{\varphi}(\xi, \eta)$ квантуется на m уровней в пределах $(0 \div 2\pi)$. Это приводит к появлению дополнительных дифракционных порядков, но функция пропускания такого киноформа для первого порядка дифракции совпадает с расчетной. Дифракционная эффективность КОЭ зависит от числа шагов квантования (табл. 1) и определяется формулой [20]

$$\eta_2 = (\sin^2(\pi/m)/(\pi/m)^2)100\%.$$

Таким образом, задача расчета КОЭ включает построение оптической модели, вывод уравнений для функции пропускания и расчет ее на ЭВМ, определение топологии КОЭ, и абберационный анализ. Наиболее точное решение задачи обеспечивают оптимизационные методы, но обычно они используются для расчета КОЭ, создающих изображение диффузных объектов сложной формы. Если КОЭ предназначается для преобразования формы волновых фронтов или концентрации излучения, когда оптическая модель задает эйконал светового поля, то для расчета функции пропускания применяются более простые методы, приведенные выше. Характеристики синтезированного КОЭ определяются выбранной оптической моделью и, в большей степени, технологией изготовления.

Методы изготовления киноформных оптических элементов. Классификация способов изготовления КОЭ приведена на рис. 2. Киноформ с требуемой модулирующей фазовой функцией $\hat{\varphi}(\xi, \eta)$ может быть изготовлен путем изменения рельефа $h(\xi, \eta)$ поверхности или путем изменения коэффициента преломления $n(\xi, \eta)$ материала

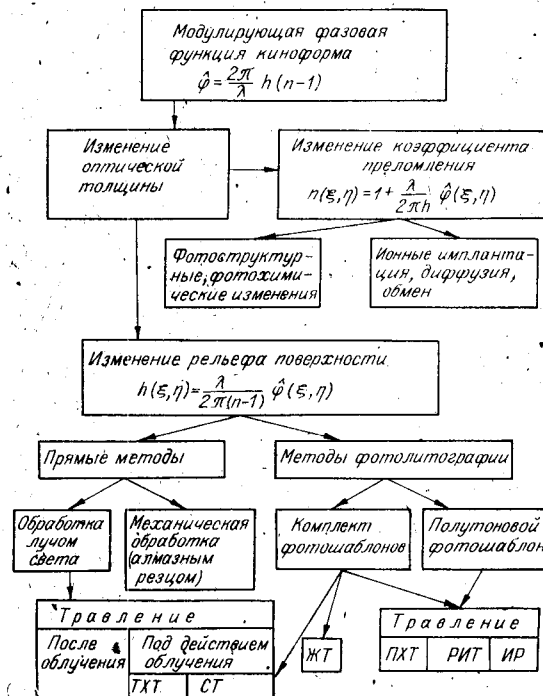


Рис. 2.

Таблица 1

m	2	3	4	5	6	7	8	9	10	20
$\eta_2, \%$	40	68	81	87	91	93	95	96	97	99

подложки, так как

$$\hat{\varphi}(\xi, \eta) = (2\pi/\lambda)h(\xi, \eta)[n(\xi, \eta) - 1].$$

Способ локального изменения коэффициента преломления подложки основан на фотоструктурных или фотохимических превращениях материалов (халькогенидов, полимеров) [21—23] под действием излучения, на процессах диффузии, ионной имплантации или ионного обмена [23, 24]. Невысокая механическая прочность и лучевая стойкость халькогенидов и полимеров, большая толщина слоя, необходимого для получения набега фазы, равного 2π , невозможность тиражирования ограничивают практические применения. Наиболее универсальным способом изготовления КОЭ является создание рельефа на поверхности прозрачного материала. Такие элементы могут работать как в отраженном, так и в проходящем свете. В этом случае не накладывается практически никаких ограничений на выбор материала. КОЭ с рельефом поверхности обладают высокой лучевой стойкостью в спектральном диапазоне от десятков ангстрем (рентгеновский диапазон) до долей миллиметра (дальний ИК-диапазон).

Рельеф киноформа может быть получен как непосредственно, путем локального удаления на нужную глубину материала, так и с помощью методов фотолитографии. Обработка поверхности оптических деталей алмазным инструментом (резанье, фрезерование, шлифование) на специальных установках широко применяется в оптической промышленности при производстве дифракционных решеток, линз Френеля, корректоров волновых фронтов, штриховых лимбов, растров, при доводке оптических деталей и т. д. [2, 25]. Однако быстрый износ алмазного реза, ограниченная скорость обработки, приводящая к значительному увеличению времени изготовления, трудности создания сложной топологии поверхности заставляют искать другие, более совершенные способы формирования поверхностного рельефа.

Высококачественную размерную обработку оптических поверхностей можно осуществить, используя в качестве реза ускоренный пучок ионов инертного газа [26]. Фокусируя пучок ионов в пятно размером порядка микрона и перемещая относительно него подложку, можно получать рельеф требуемой глубины практически в любых материалах. Лазерная фотохимия позволяет формировать рельеф способами, не требующими ускорителей ионов, вакуумных установок, систем точного перемещения подложки в вакууме и ее интенсивного охлаждения. В этом случае осуществляется «сухое» травление (СТ) материалов под действием интенсивного УФ-излучения эксимерного лазера, инициирование термохимической реакции травления (ТХТ) обычных стекол или кварца с помощью сфокусированного луча CO_2 -лазера, облучение и последующее селективное травление некоторых стекол — «фотоформов», халькогенидов и т. д. [27—29].

Рассмотренные способы получения рельефа дают возможность изготавливать только уникальные экземпляры киноформов, используемые, например, при аттестации асферической оптики, коррекции aberrаций больших телескопов и т. п. Методы тиражирования, основанные на получении реплик с металлизированной матрицы, несмотря на свою простоту, не позволяют реализовать элементы с высокой лучевой и механической прочностью. В этой связи внимание исследователей обращается к методам фотолитографии и групповой обработки, применяемым в микроэлектронике. Это позволяет обеспечить высокое качество, идентичность характеристик и низкую стоимость дифракционных элементов.

Технология получения рельефа поверхности, основанная на методах фотолитографии, включает в себя несколько этапов. На первом — поверхность подложки, покрытая тонким слоем фоторезиста, экспонируется ультрафиолетовым или рентгеновским излучением через предварительно изготовленную маску (фотошаблон). Далее после проявления фоторезистом подложка подвергается травлению и на не защищенных фоторезистом участках материал удаляется до получения рельефа заданной глубины. Для осуществления высококачественного травления перспективным представляется реактивное ионное травление (РИТ) [30], основанное на химической реакции, инициируемой заряженными частицами (ионами), бомбардирующими подложку. В силу того что ионы движутся по нормали к поверхности, химическая реакция происходит только в одном направлении, в результате чего травление является анизотропным в отличие от применяемого ранее изотропного жидкостного (ЖТ) или плазмохимического (ПХТ) травления.

Для получения фазового профиля, близкого к идеальному, используется комплект фотошаблонов, топология зон которых последовательно переводится в материал подложки в виде ступенек глубиной $\lambda/m(n-1)$. Кроме того, фазовый профиль киноформного элемента можно получить с помощью одного «полутонового» фотошаблона. После экспонирования и проявления в слое фоторезиста образуется рельеф, пропорциональный пропусканью шаблона. Далее этот рельеф путем ионного травления переносится с заданным масштабом в материал подложки. Масштаб переноса зависит от соотношения скоростей травления слоя фоторезиста и материала подложки и регулируется путем изменения газового состава.

Как видно, почти все методы изготовления КОЭ требуют применения фотошаблонов, от качества и точности исполнения которых зависит соответствие готового элемента заданным характеристикам. К точности выполнения топологии КОЭ предъявляются более жесткие требования, чем к фотошаблонам интегральных схем (ИС). Это обусловлено тем, что КОЭ могут иметь диаметр, достигающий до сотен миллиметров, с размерами отдельных деталей топологии, составляющих единицы и доли микрона. Кроме того, взаимное расположение деталей топологии по всей поверхности киноформа должно быть выдержано в некоторых случаях до долей длины волны света. С другой стороны, фотошаблоны КОЭ допускают наличие локальных дефектов, которые не отражаются на работе элемента в целом.

Технология получения фотошаблонов КОЭ, основанная на многократном уменьшении фотооригинала, синтезированного графопостроителем, отличается низкой точностью и сложностью [1]. Фотошаблоны простейших КОЭ (линз, призм) можно синтезировать оптическим путем, сканируя дискретно или непрерывно многолучевую интерференционную картину в проходящем свете. Здесь в отличие от других способов линии равных фаз регистрируются одновременно с помощью специального многолучевого интерферометра, работающего в отраженном свете [31]. Полутоновой фотошаблон для изготовления КОЭ с пилообразным фазовым профилем получается за одну экспозицию.

Разработанные для производства ИС универсальные микрофотонаборные устройства, лазерные генераторы изображения, установки электронно-лучевой литографии, экспонирующие фотослой в натуральном масштабе, дают возможность значительно упростить и ускорить процесс изготовления фотошаблонов [32]. Высокая производительность оборудования позволяет отказаться от применения фотошаблонов и экспонировать непосредственно слой фоторезистора, нанесенный на подложку изготавливаемого КОЭ.

Однако лучшие результаты получаются при использовании специализированных фотопостроителей, созданных с учетом специфических особенностей киноформов. На рис. 3 приведена схема лазерного фотопостроителя (ЛФП) [33, 34], позволяющего изготавливать фотошаблоны КОЭ диаметром до 300 мм с минимальными размерами элементов до 0,5 мкм. Основ-

ным узлом ЛФП является прецизионный аэростатический шпиндель 1, на торце которого крепится подложка с экспонируемым материалом. Шпиндель приводится во вращение электрическим двигателем 2, на оси которого установлен датчик «угол — код» 3. Датчик служит для стабилизации скорости вращения двигателя и определения углового положения подложки относительно записывающего луча. В качестве источника излучения используется аргоновый лазер 4. Излучение этого лазера проходит акустооптический модулятор 5 с системой

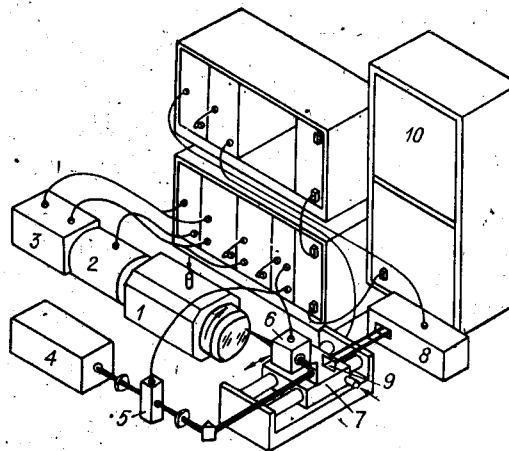


Рис. 3.

стабилизации мощности излучения [35] и поступает в фокусирующий объектив 6, связанный с исполнительным элементом системы автоматической фокусировки. Система фокусировки и микроскоп контроля записи расположены на подвижной каретке 7, перемещение которой по аэростатическим направляющим вдоль вращающейся подложки с экспонируемым материалом производится линейным электродвигателем. Контроль перемещения осуществляется лазерным интерферометром 8, уголкового отражателя 9 которого установлен на подвижной каретке. Лазерный интерферометр совместно с системой управления линейным двигателем обеспечивает дискретность радиального позиционирования записывающего пятна света, равную 0,078 мкм по всей поверхности подложки. Управление и контроль работы всех блоков установки осуществляются ЭВМ 10 типа СМ-4.

Помимо высокого пространственного разрешения в радиальном направлении фотопостроитель обеспечивает также высокую точность контроля углового положения фотошаблона, что существенно для качественной записи структур, которые не имеют круговой симметрии. Задача получения малой дискретности по угловой координате решена с помощью динамического умножения частоты сигнала, снимаемого с датчика «угол — код».

Используемый нами сканирующий способ записи оказался особенно эффективным при синтезе структуры радиальных растровых решеток и точных круговых шкал. При записи форма штрихов формируется путем наложения экспонированных зон, смещенных в радиальном направлении. Одним из важнейших достоинств данного способа является высокая помехозащищенность процесса формирования углового положения градаций шкал по отношению к таким дестабилизирующим факторам, как температурные изменения линейных размеров составных частей фотопостроителя, разблуживание узлов, случайные сотрясения установки, изменение мощности потока и расфокусировка экспонирующего луча и т. п. Благодаря высокой скорости вращения фотошаблона, малым размерам экспонирующего светового пятна и самому способу записи, действие указанных возмущений, в случае если они не коррелированы с частотой вращения фотошаблона, приводит к одинаковому искажению профиля одновременно всех градаций шкалы, но практически не оказывает влияния на разброс углового положения градаций относительно их расчетного положения. Если возмущение рассматривается как стационарный случайный процесс со среднеквадратическим значением $\Delta\varphi_{\text{вх}}^2$ и спектральной плотностью $S_{\text{вх}}(\omega)$, то можно показать, что среднеквадратическое отклонение $\Delta\varphi_{\text{вых}}^2$ углового положения градаций от расчетного определяется соотношением

$$\overline{\Delta\Phi_{\text{ВЫХ}}^2} = \frac{1}{N} \left[\overline{\Delta\Phi_{\text{ВЫХ}}^2} + \frac{2}{N} \sum_{k=1}^{N-1} (N-k) R(kT) \right],$$

где $R(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\text{ВХ}}(u) \cos(\omega t) dt$ — корреляционная функция возмущения, T — период вращения фотошаблона, N — число оборотов фотошаблона за время записи, ω — круговая частота спектральных составляющих возмущения. Из приведенного соотношения, в частности, следует, что для возмущений, эффективная ширина спектра которых существенно превышает частоту вращения фотошаблона, дисперсия ошибки нанесения углового положения градации уменьшается в N раз по отношению к дисперсии приведенного сигнала возмущения.

Технология изготовления фотошаблонов с помощью ЛФП основана на эффекте термохимических изменений [36, 37], происходящих в тонких пленках металлов (хром, титан и т. п.) под действием интенсивного лазерного излучения. В качестве регистрирующего материала выбраны пленки хрома толщиной $100 \div 200$ нм. При тепловом воздействии лазерного излучения на поверхности пленок хрома наращивается слой окиси, скорость травления которой в селективных травителях во много раз ниже скорости травления хрома, что позволяет осуществлять негативную запись.

На рис. 4, а показана серия тестовых дорожек, записанных с периодом 10 мкм при разной мощности лазера до и после травления в селективном травителе. При большой

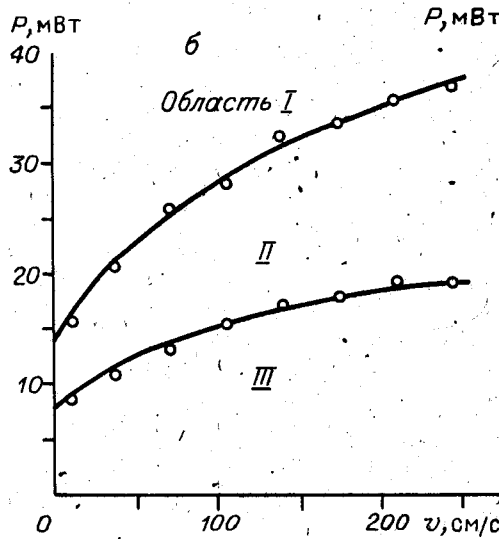
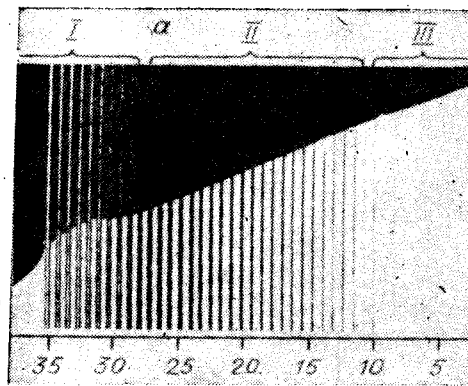


Рис. 4.

мощности записывающего пятна происходит частичное испарение материала пленки (область I) и образование «брустверов» из окиси хрома. Уменьшение мощности приводит к образованию «скрытого» изображения (термохимическая запись) (область II). При дальнейшем уменьшении мощности действие лазерного излучения на пленку хрома прекращается (область III). Зависимость положения области образования «скрытого» изображения от скорости движения записывающего светового пятна (имеющего размеры $\sim 0,8$ мкм) приведена на рис. 4, б. Оптимальная мощность для записи термохимическим методом на пленках хрома при скорости движения записывающего пятна до 250 см/с составляет $10 \div 30$ мВт, что соответствует интенсивности $(1 \div 3) \cdot 10^6$ Вт/см². Пространственное разрешение термохимического метода увеличивается при уменьшении времени экспозиции, что обусловлено тепловым механизмом записи. На ЛФП при скоростях движения записывающего пятна свыше 30 см/с (что соответствует характерному времени экспозиции < 5 мкс)

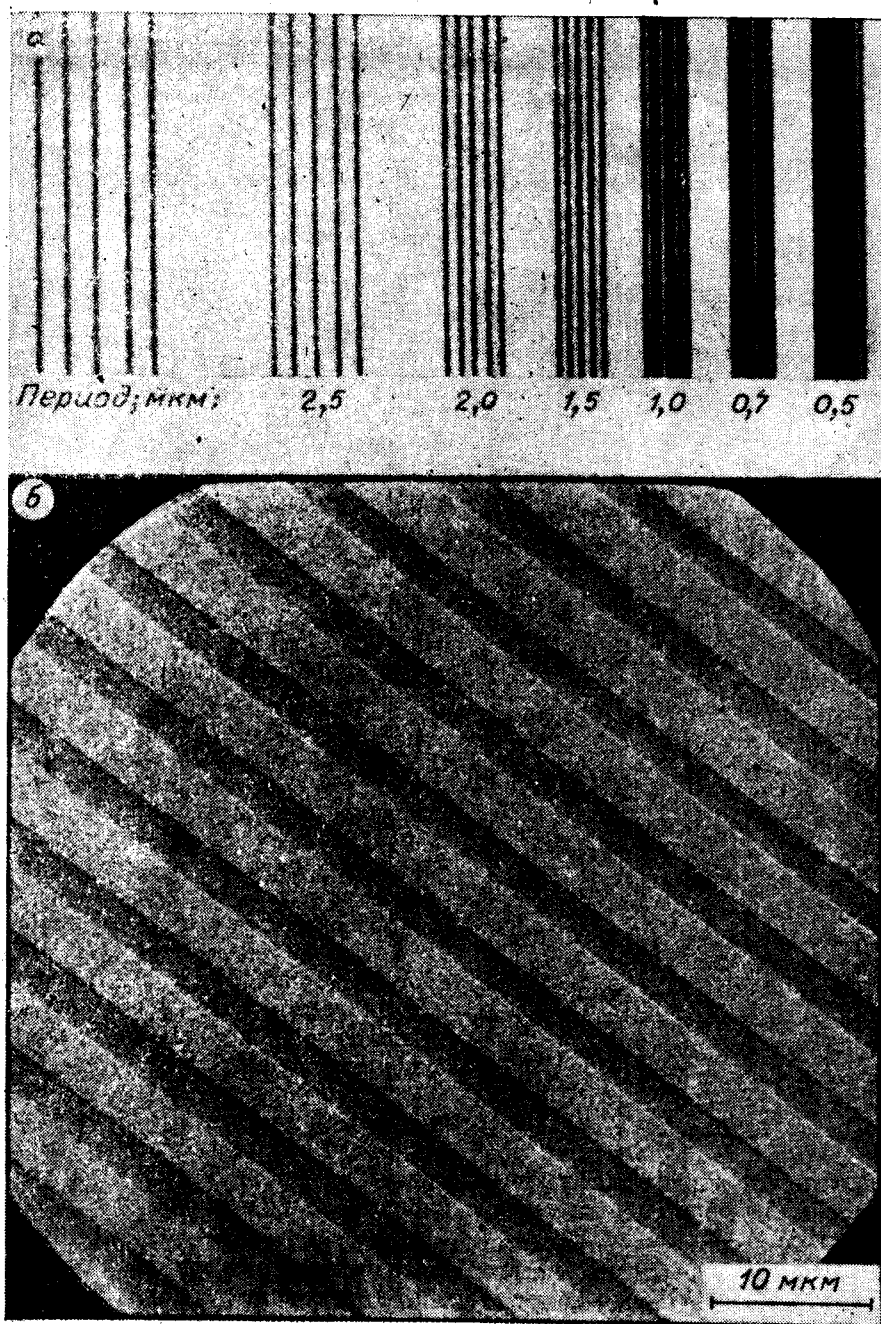


Рис. 5.

оно достигает предела разрешения оптической схемы и составляет 1200 мм^{-1} . На рис. 5, а приведены результаты исследования пространственного разрешения метода записи. Линии в группах записаны соответственно с периодом от 2,5 до 0,5 мкм при относительной скорости движения луча света $\sim 25 \text{ см/с}$ и толщине пленки хрома $\sim 100 \text{ нм}$. На рис. 5, б показан полученный с помощью электронного микроскопа фрагмент хромового фотошаблона киноформной линзы, изготовленного на ЛФП по термохимической технологии. Размер зон на рисунке составляет 4 мкм, неровность края не превышает 0,1 мкм.

Разработанная нами технология изготовления КОЭ состоит из нескольких основных этапов. Первый — экспонирование сфокусированным

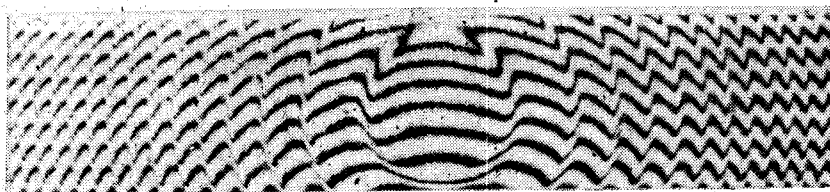


Рис. 6.

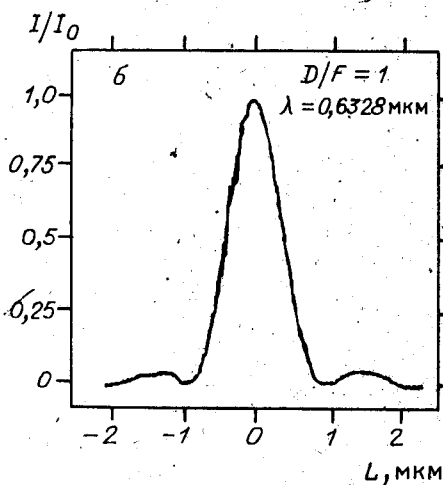
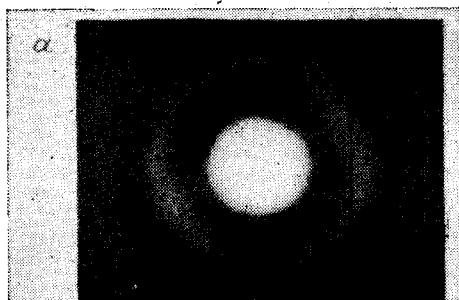


Рис. 7.

является киноформная линза, осуществляющая фокусировку осевого монохроматического пучка света с плоским волновым фронтом. Радиусы зон такой линзы определяются по формуле $r_n = \sqrt{2k\lambda F + k^2\lambda^2}$, где k — номер зоны, F — фокусное расстояние. Киноформные линзы синтезировались двумя способами — оптическим [31] и с использованием лазерного фотопостроителя [33, 34].

Оптическим способом линзы изготавливались на халькогенидных пленках и фоторезистах ФСН-3 [11] с параметрами: диаметр 2—24 мм, фокальное расстояние 9—1800 мм, относительное отверстие 1/4,5—1/113, дифракционная эффективность 30—68%. Разрешающая способность полученных киноформных линз совпадает с дифракционным пределом. На рис. 6 приведена интерферограмма фазового профиля линзы. Оптический способ не позволял изготавливать для видимого света киноформные линзы большого диаметра и с относительным отверстием D/F порядка 1—1,5. Это связано с необходимостью нанесения на подложку очень большого числа концентрических зон $(10 \div 30)10^3$ с минимальным периодом порядка 0,7—1,2 мкм и точностью $\pm 0,1$ мкм. На лазерном фотопостроителе были изготовлены хромовые фотошаблоны киноформных линз с относительным отверстием 1 и 1,3 и диаметром соответственно 23 и

лучом лазера вращающейся с постоянной скоростью подложки, покрытой пленкой хрома толщиной 80—150 нм. Плотность мощности оптического излучения выбирается на 20—30% меньше порога теплового разрушения пленки хрома $\sim 10^6$ Вт/см² по тестовым записям, которые проводятся непосредственно перед записью основного элемента. Второй — химическая обработка подвергнутой действию лазерного излучения пленки в селективном травителе. Третий — получение с помощью изготовленных фотошаблонов методами фотолитографии рельефа поверхности. Сочетание простоты и высокого качества изготовленных элементов позволяет надеяться на широкое применение этой технологии.

Практические результаты. Разработка прецизионного лазерного фотопостроителя и термохимической технологии изготовления фотошаблонов киноформов позволила создать ряд КОЭ, прошедших производственные испытания и успешно использующихся в некоторых областях промышленности.

Киноформная линза. Одним из наиболее простых КОЭ, имеющих, однако, большое практическое значение,

47 мкм для $\lambda = 633$ нм. Распределение интенсивности в кружке рассеяния изготовленной линзы с $F = 23$ мм и $D = 23$ мм показано на рис. 7, а и близко к дифракционному, а его диаметр составляет менее 1,5 мкм (рис. 7, б).

Для многих применений, таких, например, как фокусировка излучения лазера в дисковых видеопроигрывателях, фотоэлектрических микроскопах, дальномерах и т. д., киноформные линзы, подобные изготовленной, смогут заменить дорогие и многолинзовые объективы.

Киноформная линза, формирующая равномерное распределение интенсивности в фокальном пятне. В ряде случаев практического использования лазерных систем. (лазерная технология, локация, запись и обработка информации и т. д.) необходимо иметь равномерное распределение интенсивности по сечению лазерного луча в дальней зоне.

Функцию пропускания такого КОЭ удобно представить в виде произведения функций пропускания киноформной линзы и аксиально-симметричной периодической фазовой дифракционной решетки. Если обычная киноформная линза концентрирует излучение лазера (в основной моде TEM_{00}) в фокальное пятно с распределением интенсивности в поперечном сечении, близким к гауссову, то дифракционная картина аподизированной линзы определяется соотношением между периодом решетки и диаметром входного зрачка. Этим путем были рассчитаны и изготовлены фотошаблоны аподизированных киноформных линз ($F = 160$ мм, $D = 40$ мм, $\lambda = 0,63$ мкм), формирующих в фокальной плоскости распределение интенсивности, близкое к прямоугольному (рис. 8, а) и в виде кольца малого диаметра (рис. 8, б). На рис. 8, в, г приведены результаты сканирования распределения интенсивности в фокальных плоскостях этих элементов.

Киноформный аксикон. Аксиконом называется оптический элемент с осевой симметрией, преобразующий плоскую или сферическую волну в коническую и изображающий точечный источник света в виде множества точек, располагающихся вдоль оптической оси [38]. Свойство аксикона формировать световую линию используется для проверки прямолинейности, в лазерной технологии, физических экспериментах, интерферометрии и т. д. Однако выполненный из стекла аксикон (стеклянный конус) является дорогим и сложным в изготовлении элементом, поэтому оптические элементы именно такого типа целесообразно в первую очередь заменять на киноформные.

Методом фотолитографии в кварцевой пластине изготовлен киноформный аксикон, формирующий световую линию диаметром 50 мкм и длиной 2 м [39]. Пять последовательных фотошаблонов, необходимых для получения шестиступенчатого рельефа зон, записаны на лазерном фотопостроителе на халькогенидной пленке. На рис. 9 показана расчетная геометрия зон аксикона (а) и профилограмма реально полученной поверхности (б). Ширина зон выдержана с точностью 1 мкм, максимальная глубина профиля отклоняется от заданной величины $5\lambda/6(n-1) = 1,15$ мкм (для $\lambda = 0,6328$ мкм, $n = 1,458$) на $-2 \div +6\%$. Погрешность в изготовлении ступенек значительно больше (до $\pm 1,5$ мкм по ширине), что можно объяснить ограниченной точностью совмещения фотошаблонов. В результате, кроме $+1, -5, +7, \dots$ дифракционных порядков, в которых должна концентрироваться световая энергия идеального элемента с шестью равномерными шагами квантования фазового профиля, в спектре аксикона присутствуют другие порядки, в том числе и четные. Измерения показали, что из всего падающего на аксикон светового потока 6% теряется на отражение и рассеяние, 1 и 1,6% идет соответственно в 0-й и 1-й порядки, 80% концентрируется в полезный $+1$ -й порядок.

Распределение интенсивности в поперечном сечении световой линии в приближении Френеля описывается квадратом функции Бесселя 0-го порядка от радиальной координаты [39, 40]:

$$I(r) = \frac{4\pi^2}{\lambda} \frac{\beta^2 L}{l(l+L)} J_0^2 \left[\frac{2\pi}{\lambda} \beta r \right],$$

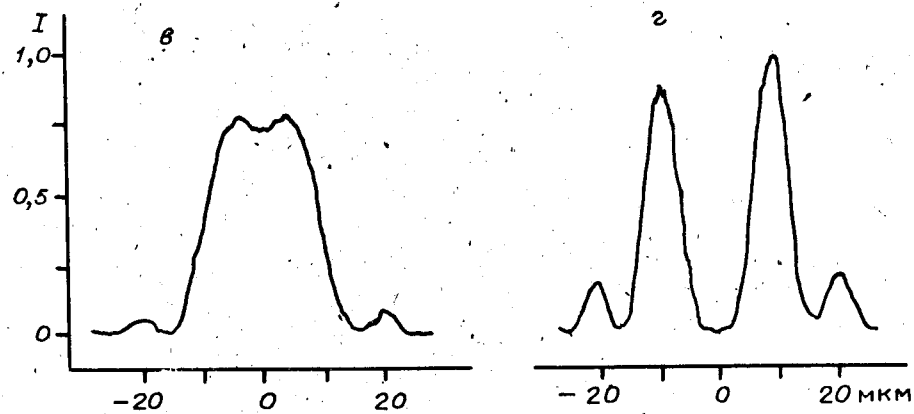
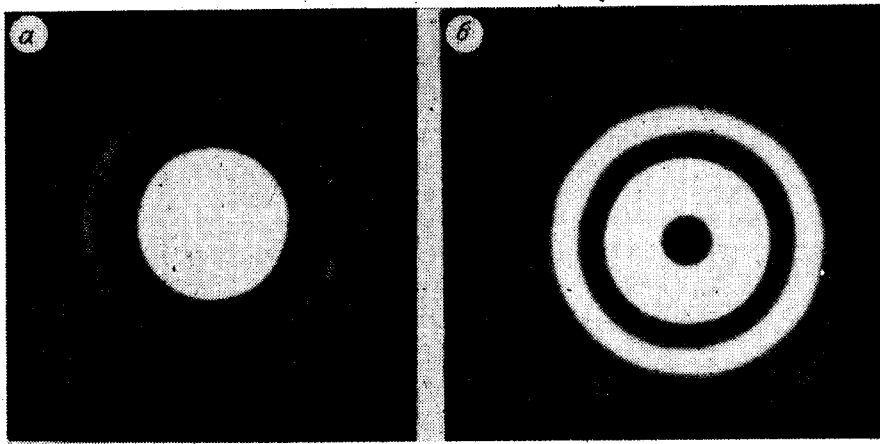


Рис. 8.

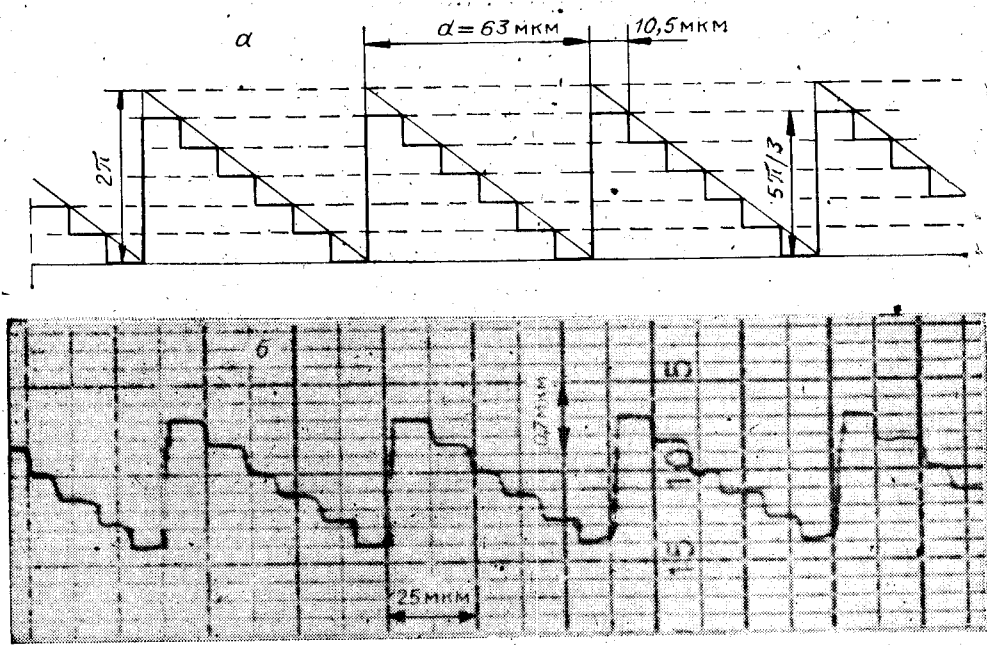


Рис. 9.

где l и L — расстояния от аксикона до источника и плоскости наблюдения соответственно; $\beta = \lambda/d(1 + L/l)$ — угол, под которым лучи пересекают оптическую ось в этой плоскости; d — период кольцевой решетки аксикона. Размер центрального яркого пятна дифракционной картины (диаметр световой линии) определяется радиусом первого минимума $r_1 = 0,383d(1 + L/l)$ и не зависит от длины волны. Распределение светового потока в световой линии исследовалось экспериментально на различных расстояниях от аксикона, освещаемого плоской волной ($\lambda = 0,6328$ мкм) с равномерным распределением амплитуд. На рис. 10 показана запись дифракционной картины на расстоянии 1600 мм от аксикона, на этом же графике отложены значения функции $J_0^2(r)$. Видно хорошее совпадение экспериментальной и теоретической зависимостей.

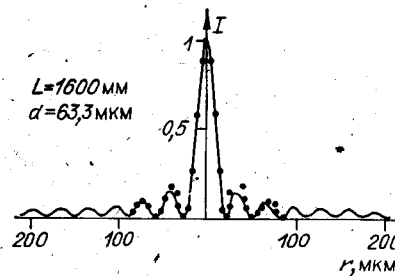


Рис. 10.

Качество аксикона проверялось также в интерферометре Маха — Цендера. Эквидистантность интерференционных колец и соответствие их формы истинным окружностям выполняются в пределах $1/4$ полосы. В круговых полосах получены интерферограммы фазовых объектов типа радиальных решеток. Аксикон использовался для проверки направляющих больших станков. На длине 36 м измерения были выполнены со средней квадратической погрешностью 30 мкм. Для этих же целей изготовлен и испытан оптический элемент, который совмещает функции объектива, формирующего нужный освещающий пучок, и аксикона. Радиусы зон такого элемента выполняются не с равномерным приращением, а в соответствии с выражением

$$r_k = c \frac{\sin \beta}{\cos^2 \beta} \pm \sqrt{c^2 \frac{\sin^2 \beta}{\cos^4 \beta} - \frac{2k\lambda l + k^2 \lambda^2}{\cos^2 \beta}},$$

где $c = l + k\lambda$. Так как при увеличении длины световой линии требуется существенно увеличить световой диаметр всей оптической системы, замена большого объектива и аксикона одним элементом значительно упрощает задачу.

Киноформы с кольцевым импульсным откликом. В системах визуализации фазовых объектов, в лазерной технологии и т. д. необходимо применять оптические элементы, концентрирующие световой поток в тонкое кольцо. Эта задача с успехом может быть решена с помощью КОЭ. Путем решения обратной задачи определена двумерная комплексная функция пропускания идеального киноформа, преобразующего плоский волновой фронт в кольцо. Анализ этой функции показал возможность формирования кольцевого распределения интенсивности КОЭ с различными вариантами топологии. В табл. 2 сведены основные характеристики и расчетные формулы четырех типов элементов, концентрирующих излучение лазера в кольцо.

В первой вертикальной графе приведены обозначения элементов, во второй — представлены их функции пропускания, при этом используются следующие обозначения: r — радиальная координата в плоскости киноформа, a — радиус выходного зрачка элемента, $k = (2\pi)/\lambda$, F — фокальная длина, R_0 — радиус формируемого кольца, R — радиальная координата в фокальной плоскости. В третьей графе для наглядности графически показаны вариации оптической толщины элементов. В элементе Э₁ амплитудно-фазовый фильтр (например, фазовая дифракционная решетка) преобразует падающую плоскую волну в конический волновой фронт, а линза затем фокусирует его в кольцо. Этот элемент формирует наиболее тонкое кольцо, однако часть световой энергии поглощается фильтром.

Таблица 2

Оптический элемент	Функция пропускания	Оптическая толщина элемента	Распределение интенсивности в кольце I_3 при освещении элемента плоской монохроматич. световой волной $y = (ka/F)(R_0 - R)$	Расчетные формулы для радиусов зон КОЭ
\mathcal{E}_1	$T_1 = J_0\left(\frac{krR_0}{F}\right) \exp\left[-j\frac{k}{2F}r^2\right]$		$I_3 = \left \frac{\sin y}{y}\right ^2$	$Y\left(\cos k \frac{R_0}{F} r_k\right) + Y\left(\cos \frac{kr_k^2}{2F}\right) = 1$
\mathcal{E}_2	$T_2 = \exp\left[-j\frac{k}{2F}(r - R_0)^2\right]$		$I_3 = \left \frac{3}{2} y^{-3/2} \int_0^y \exp(jt) \sqrt{t} dt\right ^2$	$r_k = R_0 \pm \sqrt{2k\lambda F + \frac{k^2 \lambda^2}{4}}$
\mathcal{E}_3	$T_3 = \exp\left[-j\frac{k}{2F}(r + R_0)^2\right]$		$I_3 = \left \frac{3}{2} y^{-3/2} \int_0^y \exp(jt) \sqrt{t} dt\right ^2$	$r_k = \sqrt{R_0^2 + 2k\lambda F + \frac{k^2 \lambda^2}{4}} - R_0$
\mathcal{E}_4	$T_4 = \exp\left[-j\left(\frac{k}{2F}r^2 - \frac{kR_0}{F}r\right)\right]$		$I_3 = \left \frac{3}{2} y^{-3/2} \int_0^y \exp(jt) \sqrt{t} dt\right ^2$	—

Остальные чисто фазовые элементы формируют кольцо той же ширины, что и пара аксикон — объектив.

При освещении элементов гауссовым пучком света с распределением амплитуд $|U_0| \exp(-r^2/\sigma^2)$ нормированное распределение интенсивности в кольце для элементов \mathcal{E}_2 и \mathcal{E}_3 в приближении Френеля имеет вид

$$I_{2,3} = \frac{\left| y^{-3/2} \int_0^y \sqrt{t} \exp[jt - (at/\sigma y)^2] dt \right|^2}{\left| \int_0^1 \sqrt{t'} \exp(-at'/\sigma) dt' \right|^2}$$

где σ — радиус пучка света на уровне e^{-1} . Из этого выражения следует, что распределение интенсивности симметрично вдоль радиуса относительно точки $R = R_0$. На рис. 11 представлены результаты численного расчета $I_{2,3}$ для значений $\sigma/a = Q = 0,4$ и $1,6$.

Передаточные функции элементов, формирующих кольцо, аксиально симметричны, поэтому соответствующие им КОЭ будут иметь вид круговых фазовых решеток с центром, лежащим на оптической оси. Расчетные формулы для радиусов зон элементов с поправкой на сферическую абберацию представлены в пятой графе табл. 2. При заданном радиусе кольца R_0 и расстоянии F наиболее широкие зоны имеет элемент \mathcal{E}_2 , что удобно с точки зрения технологии изготовления.

На лазерном фотопостроителе изготовлены фотошаблоны четырех видов ($\mathcal{E}_1, \mathcal{E}_2, \mathcal{E}_3, \mathcal{E}_4$) со световым диаметром 50 мм и фокусным расстоянием 150 мм. С помощью киноформного элемента \mathcal{E}_2 сформировано изображение кольца шириной

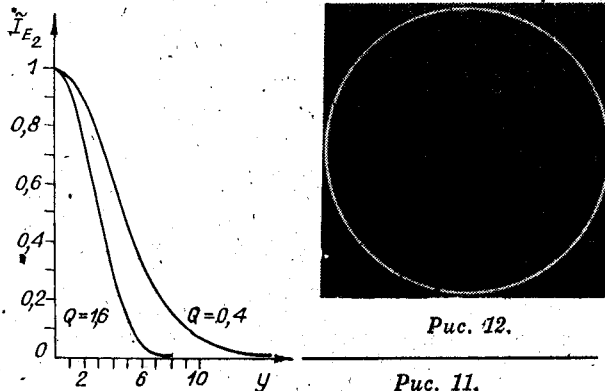


Рис. 12.

Рис. 11.

8 мкм и диаметром 30 мм (рис. 12). Результаты фотометрирования поперечного сечения кольца (рис. 13) показали полное совпадение с расчетным. Амплитудные маски изготовленных элементов приведены на рис. 14.

Киноформные корректоры волнового фронта. Киноформные корректоры широко используются на практике разработчиками

высококачественных «гибридных» объективов и систем аттестации асферических зеркал. Основные требования, предъявляемые к корректорам гибридных объективов, — высокая дифракционная эффективность и точность изготовления. Поэтому число квантований фазы корректора должно быть не менее 6—8 (см. табл. 1). К эффективности корреляторов, используемых в системах аттестации асферической оптики, столь жестких требований не предъявляется, так как паразитные дифракционные порядки легко подавить пространственной фильтрацией.

С помощью лазерного фотогостроителя созданы киноформные корректоры, позволившие изготовить ряд высокоапертурных «гибридных» объективов и провести аттестацию асферических зеркал. На рис. 15 приведены центральные зоны (а) комплекта фотошаблонов киноформного корректора для объектива и рельефа корректора (б), который может быть получен в стекле или кварце методом фотолитографии и последующего

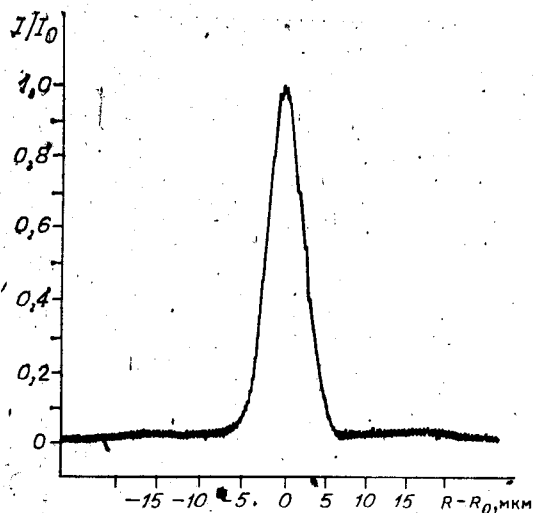


Рис. 13.

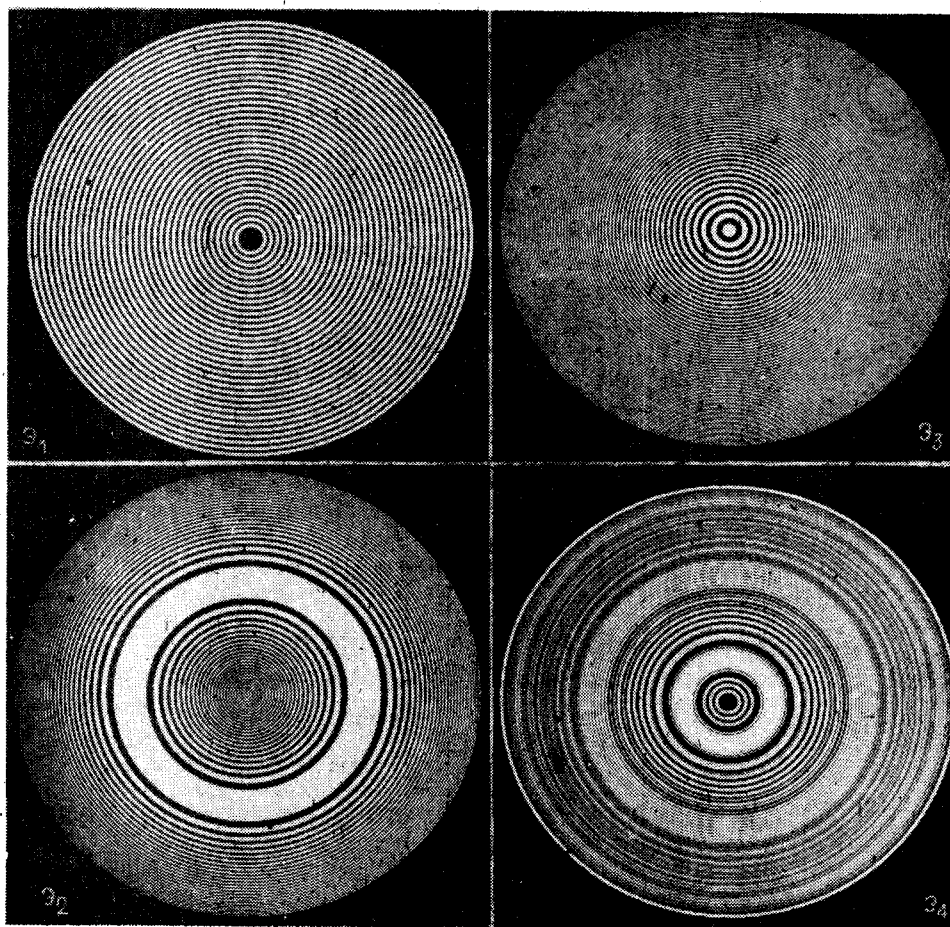


Рис. 14.

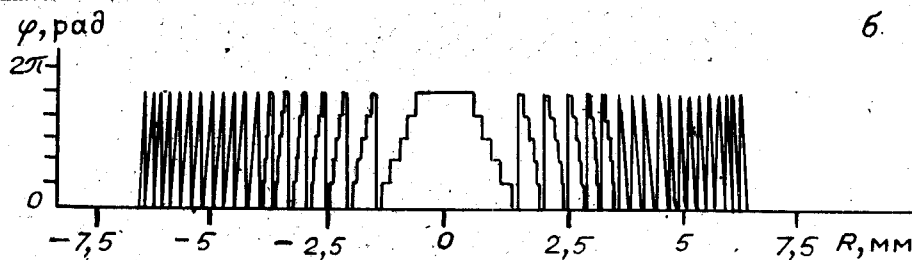
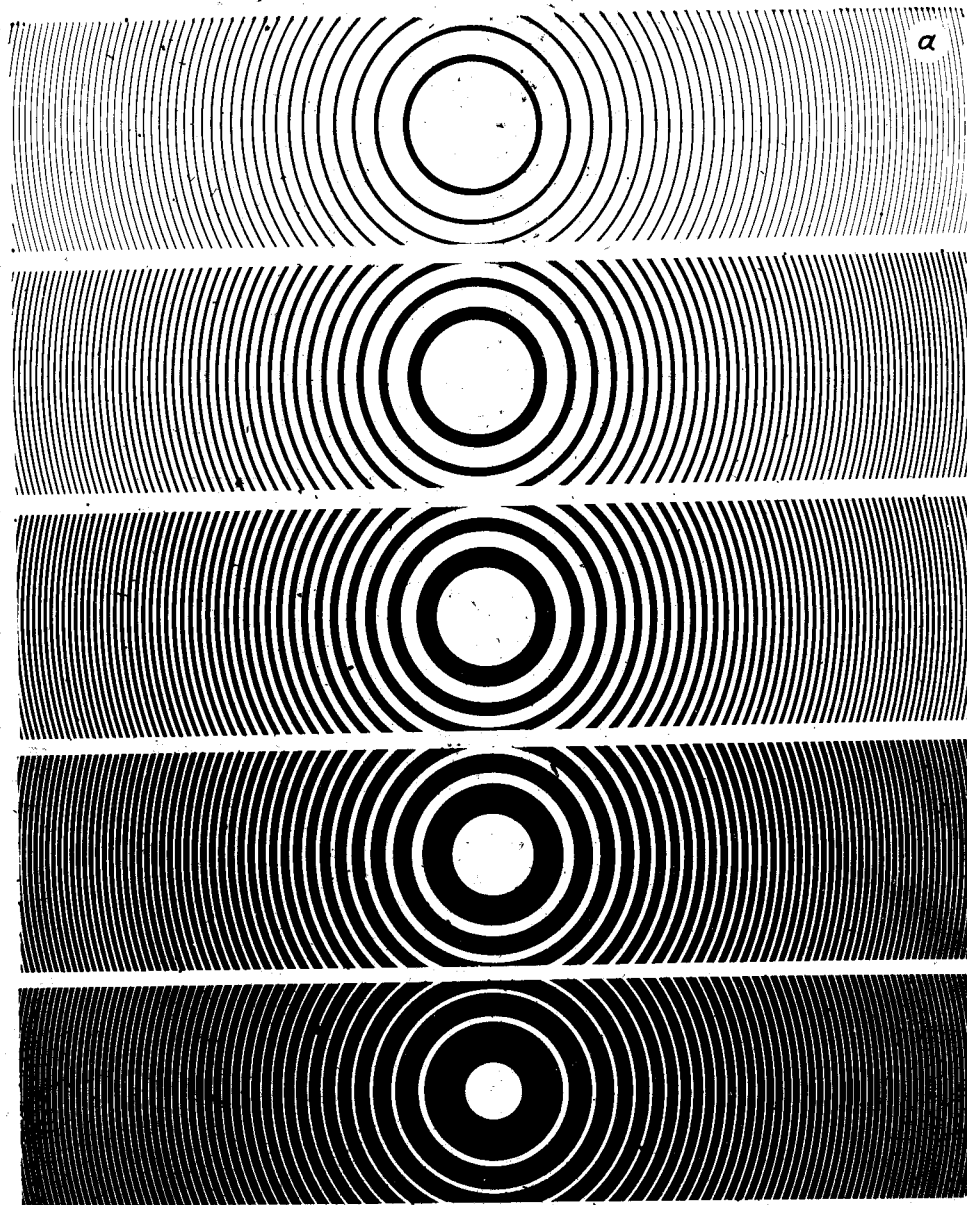


Рис. 15.

травления. Минимальный размер зон фотошаблонов составляет 10 мкм, а погрешность выполнения их границ — менее 1 мкм.

Для формирования асферического волнового фронта сравнения в системе аттестации асферических зеркал изготовлен корректор с бинарным фазовым профилем диаметром 105 мм [36]. На его основе построен интерферометр и произведен контроль асферических зеркал. На рис. 16

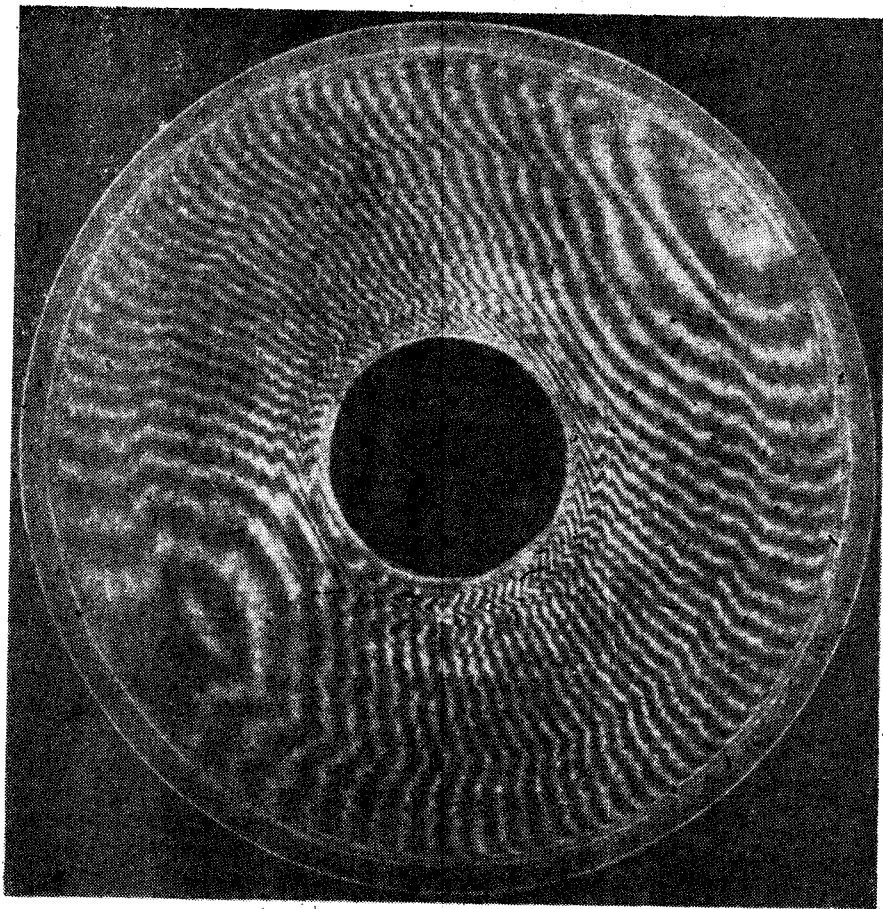


Рис. 16.

приведено поле интерферометра при контроле асферического зеркала диаметром 1 м.

Радиальные решетки. В интерферометрии иногда требуется преобразовать плоский волновой фронт в винтовую поверхность. Киноформный элемент, осуществляющий такое преобразование, имеет функцию пропускания $\tau(\theta) = e^{jm\theta}$ и структуру профилированной радиальной решетки с регулярным чередованием зон [3]. Для получения винтового волнового фронта с шагом H необходимо синтезировать радиальную решетку с числом зон z , равным H/λ .

Используя киноформы с функцией пропускания $e^{\pm jm\theta}$, расположенные во входной и выходной плоскостях линзы, осуществляющей фурье-преобразование, можно реализовать преобразование Бесселя от оптического поля $U(\rho)$ на входной плоскости [41], поскольку при двумерном преобразовании Фурье

$$U(\rho) e^{jm\theta} \xleftrightarrow{\mathcal{F}} \tilde{U}^m(r) e^{jm\varphi} = \int_0^{\infty} \rho U(\rho) J_m(\rho r) d\rho e^{jm\varphi},$$

где (ρ, θ) и (r, φ) — полярные координаты на входной и выходной плоскостях соответственно, \tilde{U}^m — преобразование Бесселя порядка m от функции $U(\rho)$. Такие решетки позволяют управлять распределением интенсивности в поперечном сечении световой линии и кольцевой дифракционной картины в дальней зоне аксикона. Оптический элемент с функцией пропускания $\tau(\rho, \theta) = e^{-(jka\rho - jm\theta)}$ (аксикон + профилированная радиальная решетка) формирует световую линию с распределением интенсивности в поперечном сечении, пропорциональным квадрату функции Бесселя m -го

порядка от радиальной координаты:

$$I(r) = (4\pi^2/\lambda) \alpha^2 L J_m^2((2\pi/\lambda) \alpha r),$$

где для дифракционного аксикона угол $\alpha = \lambda/d$. Функция пропускания τ может быть реализована как в виде одного киноформного элемента, так и в виде двух. С другой стороны, указанные элементы могут непосредственно служить датчиками углового перемещения.

С целью косвенной проверки угловой точности лазерного фотопостроителя была проведена запись структуры оптического лимба (эти элементы широко используются в угловых приборах) с числом штрихов 14400 на оборот. График погрешности диаметров аттестованного лимба представлен на рис. 17. Время изготовления лимба на лазерном фотопостроителе составляет 15 мин. На рис. 18, а приведена картина центральных зон оптического элемента, предназначенного для преобразования плоского волнового фронта в сходящийся винтовой фронт. Фокусное расстояние элемента $F = 200$ мм, диаметр $D = 40$ мм, $Z = 48$. На рис. 18, б показано распределение интенсивности в его фокальной плоскости.

Дифракционный интерферометр. Высококачественные зонные пластинки Френеля, изготовленные на лазерном фотопостроителе, позволили построить и исследовать дифракционный интерферометр на основе двух зонных пластинок с различными фокусными расстояниями [42]. Располагая зонные пластинки последовательно одна за другой и совмещая их отрицательные или положительные фокальные плоскости, можно было наблюдать полосы равной толщины и кольца равного наклона. При этом один интерферирующий пучок образуется в результате прохождения первой пластинки без отклонения и дифракции на второй, а второй — в результате дифракции на первой и прямого прохождения второй пластинки.

Особенность интерферометра заключается в том, что разность хода

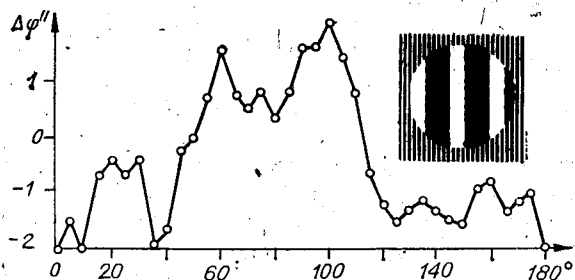


Рис. 17.

близка к нулю и контрастные полосы наблюдаются не только в монохроматическом (рис. 19, а, в), но также в белом свете (рис. 19, б, в). В отличие от других интерферометров со скомпенсированной разностью хода вид интерференционной картины практически не зависит от качества подложек. Кроме

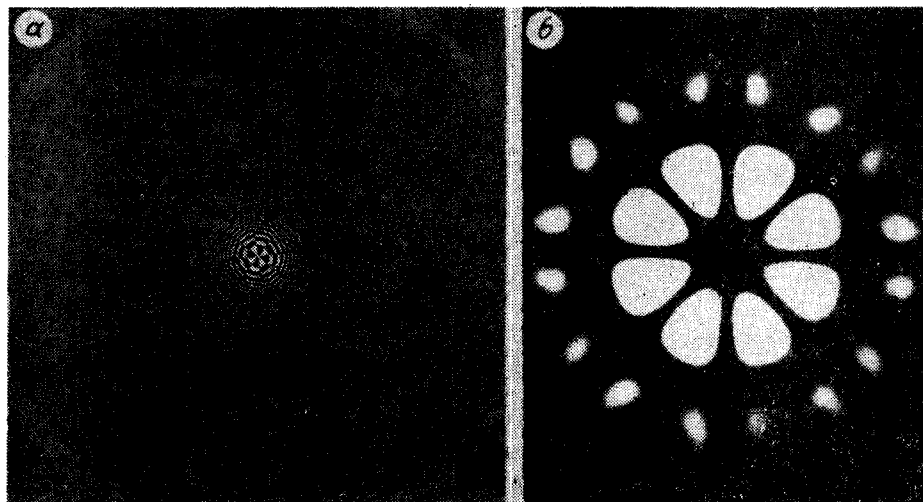


Рис. 18.

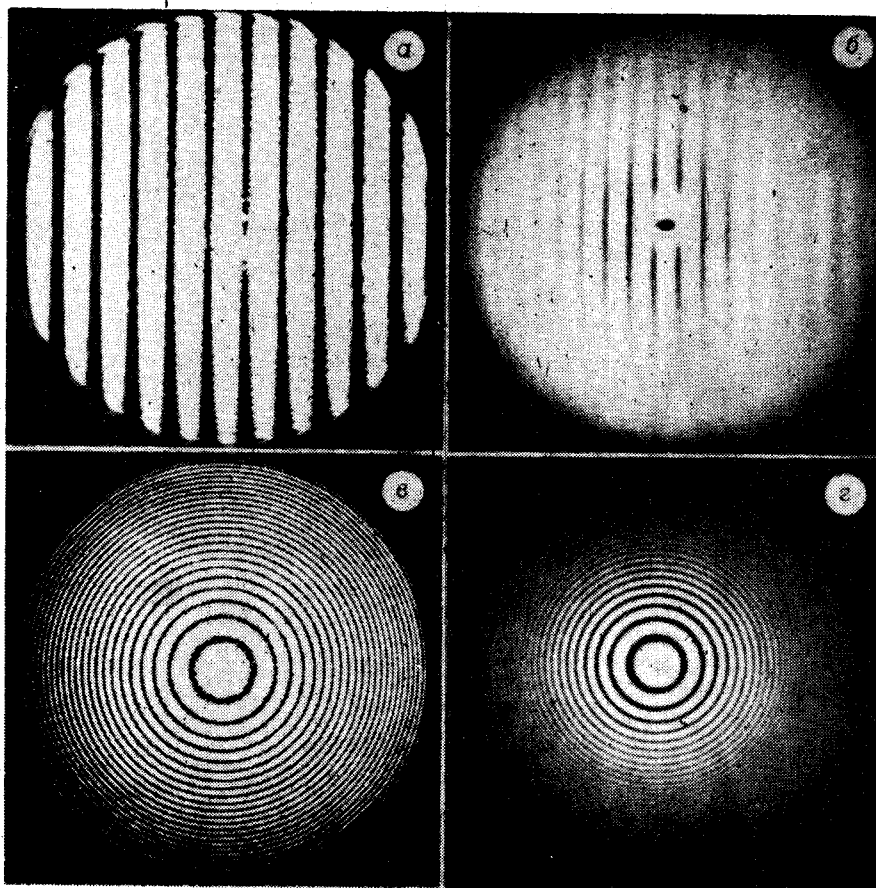


Рис. 19.

того, интерферометр отличается высокой помехоустойчивостью, так как интерферирующие лучи практически не разнесены в пространстве.

Дифракционный интерферометр на основе двух зонных пластинок может найти применение для выставления объектов по одной линии и совмещения элементов микросхем в фотолитографии. Мерой отступления от выбранного направления служит ширина полос или величина смещения центра интерференционных колец. Дифракционный интерферометр удобен также для наглядной демонстрации интерференционных явлений, возникающих при различном расположении зрачков относительно плоскости регистрации.

Заключение. Приведенные результаты иллюстрируют интересные возможности и в то же время нелегкие проблемы, стоящие перед новой ветвью оптики. Главная из них — освоение промышленной технологии изготовления киноформной оптики, при этом основными являются задачи разработки специальных лазерных фотопостроителей (генераторов изображений) и методов массового тиражирования элементов.

Киноформная оптика, по своей сути, прекрасно приспособлена для работы с лазерами. Поэтому наиболее эффективные ее применения лежат в области преобразования лазерных пучков.

Лазерные системы звуко- и видеозаписи, ввода/вывода данных, памяти и обработки информации получают новое рождение при использовании киноформных элементов. Измерительные приборы машиностроения: лазерные интерферометры, оптические системы считывания измерительной информации, приборы для определения плоскостности и прямолинейности, скорости и ускорения, угловых поворотов и другие — еще одно широкое поле применения новых элементов.

Если задача интегральной оптики — превратить оптическую скамью в интегральную схему, то киноформная оптика призвана заменить оптическую линзу и призму тонкой пленкой с дифракционным рельефом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lesem I. B., Hirsch P. M., Jordan J.-A. The kinoform: a new wave front reconstruction device.— IBM J. Res. and Develop., 1969, vol. 13, N 3, p. 150.
2. Ларионов Н. П., Лунин А. В., Рафиков Р. А. Голографический контроль асферических поверхностей.— ОМП, 1979, № 4, с. 44—76.
3. Bryngdahl O. Radial- and circular-fringe interferograms.— JOSA, 1973, vol. 63, N 9, p. 1098—1104.
4. Грейсух Г. И., Степанов С. А. Аберрационный анализ оптических систем, включающих дифракционные элементы.— Опт. и спектр., 1983, т. 54, вып. 1, с. 164—166.
5. Голуб М. А. и др. Фокусировка излучения в заданную область пространства с помощью синтезированных на ЭВМ голограмм.— Письма в ЖТФ, 1981, т. 7, № 10, с. 618—623.
6. Bryngdahl O. Optical-scanner-light deflection using computer-generated diffractive elements.— Opt. Comm., 1975, vol. 15, N 2, p. 237—240.
7. Bryngdahl O. Geometrical transformations in optics.— JOSA, 1974, vol. 64, N 8, p. 1092—1099.
8. Schmahl G., Rudolph D., Niemann B. X-ray microscopy using Fresnel zone plates.— In: Low Energy X-Ray Diagn.: Proc. Top. Conf., Monterey, Calif., June 8—10, 1981. N. Y., 1981, p. 225—227.
9. Weldkamp W. B., Kastner C. J. Beam profile shaping for laser radars that use detector arrays.— Appl. Opt., 1982, vol. 21, N 2, p. 345—347.
10. Верещагин В. В. и др. Зонная пластинка. Формулы для полной освещенности.— Опт. и спектр., 1983, т. 54, № 5, с. 861—865.
11. Донцова В. В., Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. Киноформные линзы. Ч. II. Изготовление линз и исследование их оптических характеристик.— Автометрия, 1979, № 1, с. 75—83.
12. Бобров С. Г., Туркевич Ю. Г. Дифракционные оптические элементы, изготавливаемые методами фотолитографии.— В кн.: Применение лазеров в системах преобразования, передачи и обработки информации. Л.: ЛДНТП, 1976, с. 31—32.
13. Auria L., Huignard L. P., Roy A. M., Spitz E. Photolithographic fabrication of thin film lenses.— Opt. Comm., 1972, vol. 5, N 4, p. 232—235.
14. Kermisch D. Image reconstruction from phase information only.— JOSA, 1970, vol. 60, N 1, p. 15.
15. Трофимов О. Е. Об одном способе синтеза киноформ.— Автометрия, 1978, № 3, с. 68—71.
16. Баглай Р. Д. Численное восстановление изображений по киноформам и искаженным голограммам.— Автометрия, 1977, № 2, с. 17—29.
17. Гончарский А. В. и др. Решение обратной задачи фокусировки лазерного излучения в произвольную кривую.— ДАН СССР, 1983, т. 273, № 3, с. 605.
18. Бобров С. Т., Туркевич Ю. Г. Монохроматический объектив. (Автор. свид-во № 913318).— БИ, 1982, № 10.
19. Sweatt W. C. Mathematical equivalence between holographic optical elements and an ultra-high index lens.— JOSA, 1979, vol. 69, N 3, p. 486—487.
20. Ленкова Г. А. Киноформы. Синтез фазовой структуры и допустимые погрешности.— Новосибирск, 1979. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние; 98).
21. Коронкевич В. П., Ремесник В. Г., Фатеев В. А., Цукерман В. Г. Киноформные оптические элементы на пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников.— Автометрия, 1979, № 5, с. 3.
22. Суханов В. И. и др. Новый органический регистрирующий материал «Реоксан» для записи фазовых трехмерных голограмм.— В кн.: III Всесоюз. конф. по голографии (Ульяновск, 1978): Тез. докл. Л.: ФТИ, 1978, с. 309—310.
23. Ulrich R. Thin dielectric films for integrated optics.— J. Vac. Sci. Technol., 1974, vol. 11, Jan./Febr., p. 156—162.
24. Townsend P. D. Ion implantation and optical devices.— Vacuum, 1984, vol. 34, N 3-4, p. 395—397.
25. Ходаков Г. С., Глухов Ю. А. Тонкое шлифование оптических деталей алмазным инструментом.— ОМП, 1981, № 7, с. 49—56.
26. Морозов И. А., Стриженов Н. В. Ионная обработка и ее применения в производстве прецизионных оптических деталей.— Минск, 1982. (Препринт/АН БССР, ИФ; 270).
27. Srimvasan R., Mayne-Banton V. Self-developing photoetching of poly (ethyleneterephthalate) films by far-ultraviolet excimer laser radiation.— Appl. Phys. Lett., 1982, vol. 41, N 6, p. 576—578.
28. Daree K., Kaiser W. Optical surfaces figured by laser-controlled chemical reactions.— Opt. and Laser Technol., 1978, vol. 10, N 2, p. 65—70.
29. Smith G. P. Some light on glass.— Glass Technol., 1979, vol. 20, N 4, p. 149—157.

30. Wang D., Maydan D. Reactive ion etching lasers restriction on materials and feature sizes.— Electronics, 1983, N 22, p. 157—164.
31. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. Киноформные линзы. Ч. I. Оптический метод получения шаблона.— Автометрия, 1977, № 5, с. 71—79.
32. Вейко В. П., Котлецов Б. Н., Либенсон М. Н. Лазерная литография.— Л.: Знание, 1971.
33. Кирьянов В. П., Коронкевич В. П., Наливайко В. И., Полещук А. Г. Киноформы. Оптическая система для синтеза элементов. Новосибирск, 1979. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние, ИАиЭ; 99).
34. Ведерников В. М. и др. Прецизионный фотопостроитель для синтеза оптических элементов.— Автометрия, 1981, № 3, с. 3—17.
35. Полещук А. Г., Химич А. К. Устройство для линейного управления и стабилизации мощности излучения лазера акустооптическим модулятором.— ОМП, 1980, № 9, с. 36—39.
36. Koronkevich V. P. et al. Fabrication of kinoform optical elements.— Optik, 1984, Bd 67, N 3, S. 259—266.
37. Вейко В. П., Котов Г. А., Либенсон М. И., Никитин М. Н. Термохимическое действие лазерного излучения.— ДАН СССР, 1973, т. 208, № 3, с. 587—590.
38. McLeod J. H. The axicon: A new type of optical element.— JOSA, 1954, vol. 44, N 8, p. 592—597.
39. Mikhaltsova I. A., Nalivaiko V. I., Soldatenkov I. S. Kinoform axicons.— Optik, 1984, Bd 67, N 3, S. 267—278.
40. Dyson J. Circular and spiral diffraction gratings.— Proc. Royal Soc. (London), 1958, vol. A248, p. 93—106.
41. Березный А. Е., Прохоров А. М., Сисакин И. Н., Соيفер В. А. Бессель-оптика.— ДАН СССР, 1984, т. 274, № 4, с. 802—805.
42. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А. Дифракционный интерферометр.— Автометрия, 1984, № 3, с. 61—67.

Поступила в редакцию 5 сентября 1984 г.

УДК 778.4.537.226 : 228.3 : 535.21

В. К. МАЛИНОВСКИЙ

(Новосибирск)

О МЕХАНИЗМЕ ФОТОПРЕВРАЩЕНИЙ В СРЕДАХ ДЛЯ ОПТИЧЕСКОЙ ПАМЯТИ

Введение. С давних пор свет считался тонким инструментом для исследования твердых тел. При более внимательном изучении последствий облучения оказалось, однако, что свет заметно меняет характеристики исследуемых материалов: сдвигается край поглощения, изменяется его наклон, появляются уровни энергии, которых не было до облучения и т. д.

Идеальные кристаллы практически не сохраняют память о воздействии света на время, большее, чем время жизни электронов до рекомбинации. Наличие собственных дефектов и примесей резко меняет дело: после облучения заметно трансформируется спектр пропускания, причем эти изменения «живут» долго и для возвращения в исходное состояние необходимы внешние воздействия (облучение светом другой волны, нагрев и т. д.). Еще более значительны индуцируемые светом изменения в стеклах и аморфных пленках. Эти экспериментальные факты свидетельствуют о том, что под действием света происходят перестройки, вызванные перераспределением электронов по состояниям, отклонениями от равновесия, изменением упорядоченности в расположении атомов и т. д. Меры беспорядка до настоящего времени нет, и практически невозможно определить количественно структурное сходство или различие образцов, приготовленных при различных условиях. Такое положение дел создает принципиальные трудности как для теоретического описания процессов взаимодействия света с реальными кристаллами и стеклами,