

теоретических и экспериментальных значений в пределах 0,05.

Рассмотренные примеры показывают, что восстановление фазы с помощью соотношения (14) — вполне реальная задача.

В заключение отметим, что разработанные алгоритмы восстановления фазы рекомендуются для решения задач фазометрии в различных оптических методах, где интерферограмма является основным источником информации об исследуемом параметре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вест Ч. Голографическая интерферометрия.—М.: Мир, 1982.
2. Дюрелли А., Паркс В. Анализ деформаций с использованием муара.—М.: Мир, 1974.
3. Гришанов В. И., Де С. Т., Ильиных С. П., Хандогин В. А. Количественная расшифровка интерферограмм на основе фазовых псевдосдвигов. Ч. 1. Анализ и алгоритмы // Автометрия.—1989.—№ 1.
4. Логинов А. В., Сарнадский В. Н. Обработка интерферограмм на ЭВМ в прочностном эксперименте. Т. II: Сб. докл. 7 Всесоюз. отраслевого симп. «Проблемы автоматизации в прочностном эксперименте».—Новосибирск, 1989.
5. Ушаков А. И. Принципы фильтрации и автоматического дешифрирования интерферограмм: Автореф. дис. . . . канд. техн. наук.—М., 1980.
6. Crane L. Interference phase measurement // Appl. Opt.—1969.—8, N 3.—P. 538.
7. Becker F., Meier E. A., Wegner N. Automatic evaluation of interferograms // Proc. SPIE.—1982.—359.—P. 386.
8. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.—М.: Наука, 1970.

Поступила в редакцию 10 июня 1991 г.

УДК 535.4 : 778.38

Г. А. Ленкова, Е. Г. Чурич

(Новосибирск)

ВЫСОКОАПЕРТУРНЫЙ МИКРООБЪЕКТИВ С КИНОФОРМНЫМ КОРРЕКТОРОМ

Разработана конструкция гибридного микрообъектива с киноформным корректором в двух вариантах с апертурой 0,6 и 0,7. Изготовлены экспериментальные образцы и проведены их испытания. Измеренный диаметр сфокусированного пятна соответствует дифракционному пределу. Микрообъектив может найти применение в лазерной интерферометрии для коллимации излучения полупроводниковых лазеров и в системах записи (считывания) информации с оптических дисков.

Введение. Применение полупроводниковых лазеров в интерференционных измерителях длины, а также в устройствах записи (считывания) информации на оптические и магнитооптические диски требует разработки высокоапертурных микрообъективов. Большие возможности в этом отношении имеет дифракционная оптика. Однако реализация одноэлементного дифракционного микрообъектива с высокой числовой апертурой и одновременно с низкими световыми потерями ограничивается технологическими возможностями фотолитографического процесса. Причина в том, что минимальный период зон, обеспечивающий необходимый угол дифракции, составляет ~ 1 мкм. Кроме того, внутри каждой зоны для получения достаточно высокой дифракционной эффективности (ДЭ) должен быть сформирован пилообразный (киноформный) или приближающийся к нему по форме и глубине ступенчатый фазовый профиль. Если учесть, что точность совмещения и резкость края, достигаемые в фотолитографии, в лучшем случае составляют $0,1 \div 0,2$ мкм, то понятно, что период зон и форма фазового профиля крайних зон искажаются в процессе изготовления (особенно при

квантовании фазы), и в результате ДЭ и разрешающая способность элементов значительно снижаются.

С целью повышения ДЭ и разрешающей способности была выбрана гибридная конструкция микрообъектива, включающая силовую линзу и киноформный оптический элемент (КОЭ), выполняющий роль корректора. В качестве материала для линзы применено стекло марки ТФ10 с высоким показателем преломления ($n = 1,784$ для $\lambda = 0,83$ мкм).

Гибридный элемент. Конструкция гибридного элемента показана на рис. 1 (1 — линза, 2 — подложка, 3 — структура корректора, 4 — защитное стекло полупроводникового лазера, d_1 — d_5 — толщины составных элементов и промежутков).

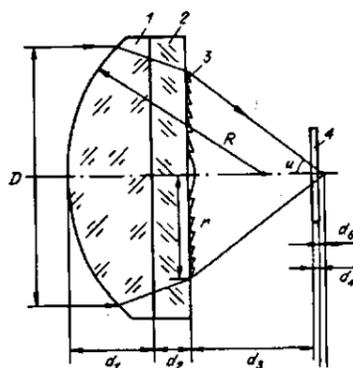


Рис. 1

Силовая линза имеет плосковыпуклую форму. К плоской поверхности приклеивается подложка с киноформным корректором. Линза выпуклой стороной обращена к параллельному пучку света. В этом случае она имеет минимальные сферические aberrации. Если гибридный элемент применять для коллимации излучения полупроводникового лазера, то корректор окажется на стороне линзы, обращенной к лазеру, и линза одновременно будет защищать структуру корректора от внешнего воздействия.

Плосковыпуклая линза, как известно, обладает отрицательной продольной aberrацией. Поэтому, чтобы полностью использовать оптическую силу линзы, за фокус гибридного элемента выбирался фокус крайних лучей. При этом частота структуры корректора получается неоптимальной, но ширина зон достаточно большая. Можно было бы принять за фокус точку пересечения на оси лучей, проходящих через область максимальной крутизны фазовой функции корректора, и тем самым снизить минимальную частоту структуры. Но тогда оптическая сила корректора будет изменять знак при переходе через эту область. Последнее приводит к усложнению программы записи фотошаблона. Кроме того, для сохранения значения апертуры необходимо увеличивать диаметр линзы или кривизну ее поверхности.

На рис. 2 показан ход лучей в силовой (преломляющей) линзе (рис. 2, а) и в линзе с пластиной, служащей подложкой для корректора (рис. 2, б). При расчете хода лучей использовались формулы, общеизвестные из геометрической оптики:

$$\sin i' = \sin i / n_1, \quad \sin u = n_2 \sin u', \quad (1)$$

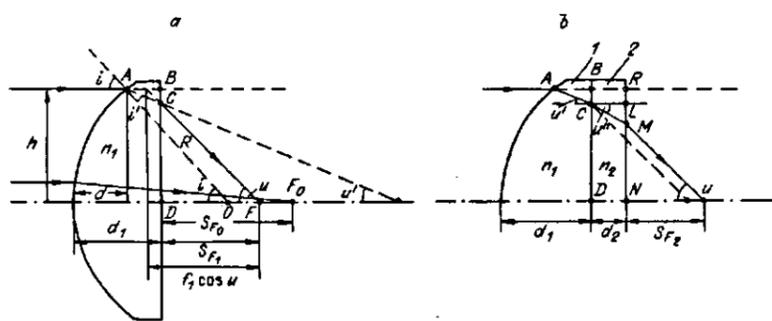


Рис. 2

Т а б л и ц а 1

Параметр схемы			Параметр схемы		
	1	2		1	2
h , мм	5,51	4,12	u'' , град	23,64	27,75
R , мм	8,3	5,59	u , град	37,09	44,44
d , мм	2,1	1,82	S_{F_0} , мм	8,59	5,3
n_1	1,784	1,784	S_{F_1} , мм	6,59	3,57
i , град	41,62	47,53	S_{F_2} , мм	5,66	2,71
i' , град	21,86	24,42	f_0 , мм	10,59	7,13
u' , град	19,76	23,11	f_1 , мм	9,14	5,89
d_1 , мм	3,57	3,27	d_3 , мм	5,31	2,38
d_2 , мм	1,63	1,63	d_4 , мм	0,23	0,23
n_2	1,504	1,504	d_5 , мм	0,2	0,2

$$f_0 = R/(n_1 - 1), \quad (2)$$

$$S_{F_0} = f_0 - (d_1/n_1), \quad (3)$$

$$f_1 = h/\sin u, \quad (4)$$

где f_0, f_1 — заднее фокусное расстояние соответственно параксиальных и крайних лучей. Остальные обозначения ясны из рис. 1; 2, a, b . Основные результаты расчета хода лучей для элементов 1 и 2 приведены в табл. 1.

Сферическая aberrация силовой линзы приводит к пересечению лучей вне оптической оси. Поэтому возникает вопрос: не будут ли точки пересечения лучей совпадать с поверхностью корректора. Для выяснения этого просчитан ход нескольких равноотстоящих лучей. В результате получено, что после преломления на сферической поверхности лучи не пересекаются до выхода из линзы, т. е. до входа в корректор, даже при предельных габаритах линзы, когда ее радиус равен радиусу кривизны (рис. 3). Таким образом, через каждую точку корректора, обозначенного на рис. 3 как AD , проходит только один луч. Результаты расчета приведены в табл. 2.

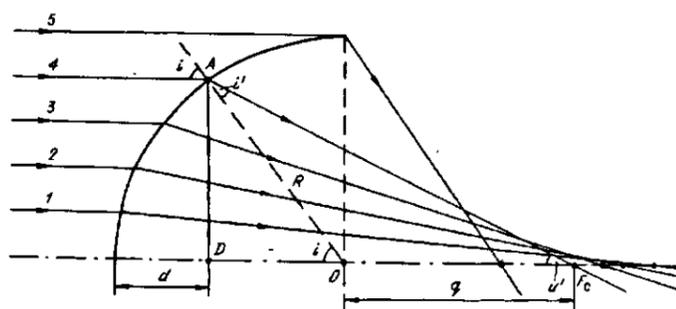


Рис. 3

Разработаны и изготовлены два варианта гибридного элемента, обозначаемые далее 1 и 2. Числовая апертура элементов соответственно составляет 0,6 и 0,7; световой диаметр D — 11 и 8,2 мм, фокусное расстояние 9,1 и 5,9 мм, диаметр киноформного корректора 8,5 и 5,3 мм, минимальный размер зон корректора 13 и 7 мкм, число зон 214 и 238, максимальная (расчетная) волновая сферическая aberrация элементов $\lambda/80$ и $\lambda/14$.

Т а б л и ц а 2

Но- мер луча	$\sin i$	i , град	i' , град	u' , град	DF , мм
1	0,2	11,54	6,44	5,1	17,9
2	0,4	23,58	12,96	10,62	17,1
3	0,6	36,87	19,65	17,22	15,5
4	0,8	53,13	26,64	26,49	12,8
5	1	90	34,09	55,91	5,4

Расчет структуры киноформного корректора и aberrаций элементов. Расчет дифракционной структуры выполнялся на основе принципа суперпозиции [1, 2]. Функция фазовой задержки f представлялась в виде разности фаз двух волн (одной опорной, падающей на корректор, и другой объектной, которая должна дифрагировать), а производная этой функции $f' = \partial f / \partial r$ по радиусу r — в виде разности произведений направляющих косинусов $\alpha(r)$ и $\beta(r)$ падающего и дифрагированного (или прямого и обратного) лучей на соответствующие показатели преломления сред n_1 и n_2 .

Для нашего случая, исходя из принципа суперпозиции, имеем

$$\partial f / \partial r = n_2 \beta(r) - n_1 \alpha(r). \quad (5)$$

Представим члены правой части (5) в виде разложений в ряд

$$n_1 \alpha(r) = \sum_{i=1}^5 A_i r^{2i-1}, \quad n_2 \beta(r) = \sum_{i=1}^5 B_i r^{2i-1}. \quad (6)$$

Тогда

$$\partial f / \partial r = \sum_{i=1}^5 (B_i - A_i) r^{2i-1} = \sum_{i=1}^5 C_i r^{2i-1}. \quad (7)$$

Для нахождения коэффициентов A_i и B_i , а следовательно C_i , использовалась стандартная программа расчета осесимметричных систем на ЭВМ. С помощью этой программы для нескольких точек поверхности киноформного корректора вычислялись направляющие косинусы прямого (падающего) и обратного (дифрагированного) лучей. При этом необязательно, чтобы точки пересечения прямых и обратных лучей с поверхностью корректора совпадали друг с другом, как это предполагается в [3], так как при интерполяции гладкой функции достаточно, чтобы точки находились рядом. Для нашего случая необходимо было решить две системы из пяти линейных уравнений:

$$\sum_{i=1}^5 A_i r_k^{2i-1} = \alpha(r_k) n_1 \quad (k = 1, 2, 3, 4, 5), \quad (8)$$

$$\sum_{i=1}^5 B_i r_j^{2i-1} = \beta(r_j) n_2 \quad (j = 1, 2, 3, 4, 5), \quad (9)$$

где r_k и r_j — координаты точек, для которых предварительно определялись направляющие косинусы соответственно прямого и обратного лучей $\alpha(r_k)$ и $\beta(r_j)$. Интегрируя (7), получаем

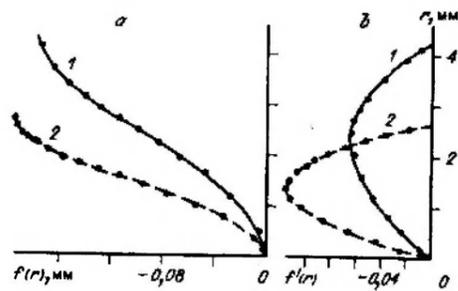


Рис. 4

$$f(r) = \int \frac{\partial f}{\partial r} dr = \sum_{i=1}^5 \frac{C_i}{2i} r^{2i} + f_0, \quad (10)$$

где f_0 — произвольная константа, не влияющая на работу киноформа, но значением которой удобно варьировать при расчете радиусов r_k киноформных зон по формуле $f(r_k) = k\lambda$.

После расчета фазовой функции КОЭ был проведен абберационный анализ, который позволил вычислить остаточные сферические абберации объективов. На рис.

4 даны графики функций фазовой задержки $f(r)$ (рис. 4, а) и производной $f'(r) = \partial f / \partial r$ (рис. 4, б) для корректоров к элементам 1 и 2, а на рис. 5 — графики поперечной ($\Delta y'$) и волновой (W) аббераций гибридных элементов 1 (рис. 5, а) и 2 (рис. 5, б) с этими корректорами.

Изготовление киноформного корректора. Фазовый пилообразный профиль корректора формировался с помощью одного растриванного хромового фотошаблона и проекционной системы, выполняющей роль фильтра пространственных частот [4]. Растривание обеспечивает первоначальную дискретизацию полутоновой функции пропускания фотошаблона, а проекционная система восстанавливает в плоскости регистрирующего материала фоторезиста распределение интенсивности, соответствующее требуемому фазовому рельефу. После экспонирования с уменьшением в 10 раз и проявления в слое фоторезиста образуется рельеф, который путем ионного травления переносится с заданным масштабом в материал подложки.

В гибридных элементах величина ДЭ существенно влияет на функцию рассеяния точки (ФРТ), так как все порядки дифракции локализуются в фокальной плоскости элемента [5]. Значение ДЭ должно быть не менее 85%. В нашем случае характеристики фоторезиста не позволили получить необходимую глубину рельефа, поэтому ДЭ корректоров не превышала 70% для $\lambda = 0,83$ мкм.

Экспериментальная часть. Качество изготовленных гибридных элементов проверялось на экспериментальной установке, состоящей из полупроводникового лазера ($\lambda = 0,83$ мкм), коллимирующего объектива ($f = 250$ мм), микроскопа (микрообъектив $60\times$, $NA = 0,85$; окуляр $15\times$),

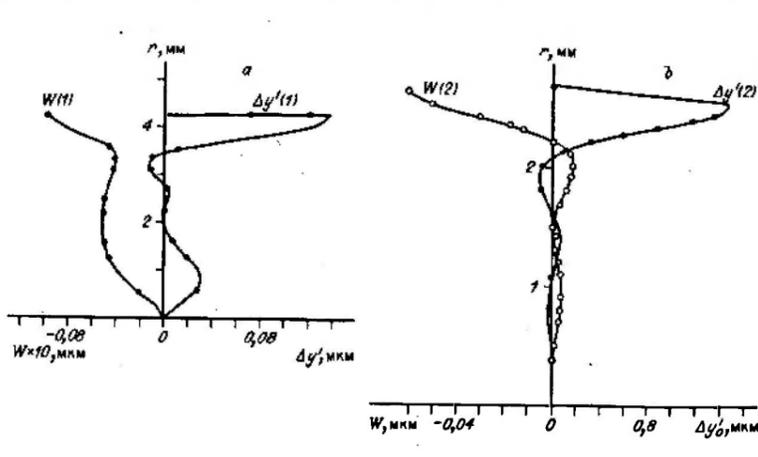


Рис. 5

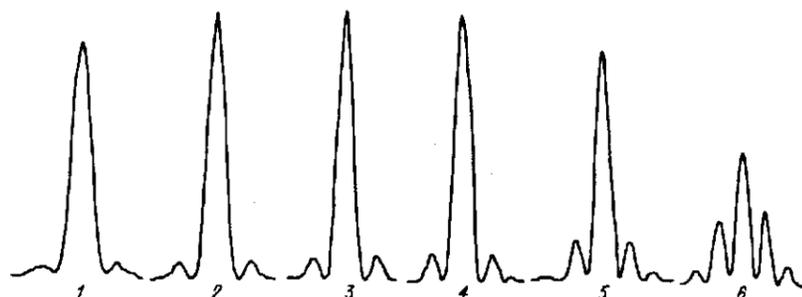


Рис. 6

фотодиода ФД-7 со щелью диаметром 0,2 мм и самописца "Endim 621.01". Гибридный элемент освещался со стороны линзы параллельным пучком полупроводникового лазера. Изображение светового пятна, сфокусированного элементом, проецировалось с помощью микроскопа на щель фотодиода. Расстояние от окуляра микроскопа до щели составляло 229 и 458 мм, что соответствовало увеличению в 780 и 1560 раз. Размер увеличенного изображения пятна превышал диаметр щели в $10 \div 20$ раз. Щель вместе с ФД перемещалась равномерно от мотора вдоль диаметра светового пятна, и распределение интенсивности в пятне фиксировалось на ленте самописца. На рис. 6 приведены записи распределения интенсивности в пятнах, соответствующих нескольким положениям микроскопа на расстоянии от фокальной плоскости элемента l (мм): 1 — +0,02; 2 — +0,01; 3 — 0; 4 — -0,02; 5 — -0,05; 6 — -0,07. Диаметры пятен по нулевому уровню и относительная интенсивность первого бокового максимума, полученные экспериментально, даны в табл. 3.

Низкие расчетные волновые aberrации элементов ($\lambda/80$ и $\lambda/14$) позволяли надеяться, что при точном изготовлении будут получены элементы дифракционного качества. Дифракционный размер пятна (диаметр 1-го темного кольца), рассчитанный по формуле Эйри, равен 1,68 мкм для элемента 1, а теоретическое значение интенсивности бокового максимума, как известно, равно 1,75 %. Однако из табл. 3 видно, что в лучшем случае размер пятна составляет 2,4 мкм, а интенсивность в первом боковом максимуме относительно центра — 7,5 %.

Одна из причин отклонения параметров микрообъектива от расчетных значений заключалась в том, что эксперимент проводился без диафрагмы перед элементом. Предполагалось, что световой пучок будет ограничиваться корректором. Тем не менее в пятно попадала, вероятно, часть света, которая проходила через линзу, но вне корректора. Это могло приводить к наблюдаемым сферическим aberrациям.

В последующих экспериментах была установлена диафрагма диаметром 11 мм, соответствующая расчетному световому диаметру элемента. Полученная форма распределения интенсивности в пятне иллюстрируется рис. 7, а размерные параметры указаны в табл. 3. Как видно из

Таблица 3

Номер рисунка и записи	Расстояние микроскопа от фокальной плоскости элемента, мм	Размер пятна по нулевому уровню, мкм	Относительная интенсивность 1-го бокового максимума, %
6(1)	+0,02	2,93	6,8
6(2)	+0,01	2,77	6
6(3)	0	2,4	7,5
6(4)	-0,02	2,3	10
6(5)	-0,05	1,99	17
6(6)	-0,07	1,57	52
7(1)		1,6	9,3
7(2)		2,3	3,3

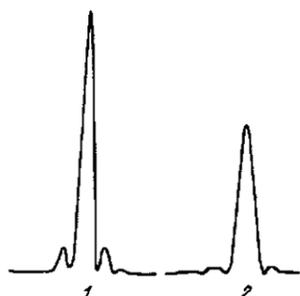


Рис. 7

сравнения рис. 6 и 7 и табл. 3, результаты улучшились и приблизились к расчетным значениям. При настройке микроскопа на максимум интенсивности в центре пятна размер последнего (1,6 мкм) близок к теоретическому значению, но интенсивность в боковом максимуме на 7,5 % больше (см. рис. 7, запись 1). При незначительном смещении из этого положения относительная интенсивность в боковом максимуме падает, но увеличивается размер пятна (2,3 мкм) (см. рис. 7, запись 2). Остаточные aberrации, приводящие к таким результатам, вероятно, можно объяснить недостаточно высокой дифракционной эффективностью киноформного корректора, о чем сообщалось выше.

Заключение. Разработана конструкция высокоапертурного гибридного микрообъектива ($NA = 0,6$ и $0,7$) с киноформным корректором. Изготовлены экспериментальные образцы и проведены их испытания. Измеренный диаметр сфокусированного пятна соответствует дифракционному пределу. Интенсивность бокового максимума превышает теоретическое значение на 7,5 %, что объясняется недостаточно высокой ДЭ корректора. Для снижения интенсивности бокового максимума необходимо дальнейшее совершенствование технологии изготовления киноформного корректора.

Авторы благодарят А. Г. Полещука за изготовление растрованного фотошаблона корректора.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бобров С. Г., Грейсух Г. И., Туркевич Ю. Г. Оптика дифракционных элементов и систем. — Л.: Машиностроение, 1986.
2. Ган М. А. Моделирование на ЭВМ голографической коррекции aberrаций оптических систем // Оптика и спектроскопия. — 1976. — 41, № 4.
3. Парицкая Г. Г., Медведев В. Е. Расчет хода лучей через оптические системы, содержащие ГДР // ОМП. — 1975. — № 3.
4. Корольков В. П., Коронкевич В. П., Михальцова И. А. и др. Киноформы: технология, новые элементы и оптические системы // Автометрия. — 1989. — № 3, 4.
5. Левин В. Я., Соскин С. И. Монохроматическая функция рассеяния точки киноформного объектива // Оптика и спектроскопия. — 1984. — 56, № 1.

Поступила в редакцию 26 июля 1991 г.

УДК 535.42 : 535.31 : 530.82.5

Ю. В. Чугуй

(Новосибирск)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОТЯЖЕННЫХ ОБЪЕКТОВ ПОСТОЯННОЙ ТОЛЩИНЫ ПО ИХ ДИФРАКЦИОННЫМ КАРТИНАМ

На основе модели эквивалентных диафрагм в аналитическом виде исследованы спектры абсолютно поглощающих объектов постоянной толщины — типичных элементов трехмерных тел, включая объемный край, бипланарную щель и объемное щелевое отверстие (объемная щель). Установлены зависимости между характерными параметрами спектров и геометрическими размерами объектов. Предложены эффективные способы определения их по спектру, не требующие громоздких вычислений. Приводятся оценки погрешностей вычисления размеров. Теоретические результаты подтверждены экспериментальными.

Дифракционные методы размерного контроля на основе спектров Фурье используются на практике при измерении геометрических параметров либо