

уникальной возможностью считывать не только амплитуду, но и фазу дифракционных решеток, образующих фурье-голограмму.

Если допустимый уровень ошибок регистрации не превышает  $10^{-6}$ , то при спектральной плотности относительных шумов рассеяния среды порядка  $10^{-8}$  мм<sup>2</sup> влияние межсимвольной интерференции и шумов рассеяния на предельную плотность записи примерно одинаково и сводится к ограничению ее на уровне  $(1-2) \cdot 10^5$  бит/мм<sup>2</sup>.

Применение относительного фазового кодирования информации в голограмме позволяет увеличить (по сравнению с амплитудной модуляцией) скорость, плотность и помехозащищенность записи. Многоуровневое фазовое кодирование обеспечивает запись более одного бита на единицу полосы пространственных частот, т. е. снижает уровень ограничения плотности записи из-за дифракционного разрешения оптической системы. При этом доминирующим фактором, ограничивающим предельную плотность записи, становятся шумы рассеяния регистрирующего материала.

Принцип действия, методика и результаты экспериментальных исследований макета оптического ЗУ с многоуровневым фазовым кодированием информации будут рассмотрены в следующей работе.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Jamberdino A. A. High-capacity high-speed recording // Opt. Eng.— 1981.— 20, N 3.
2. Вовк Ю. В., Твердохлеб П. Е., Щепеткин Ю. А. Методы быстрой оптической записи двоичных данных (Обзор) // Автометрия.— 1984.— № 3.
3. Золотарев А. И., Калашников С. П., Кондратьев В. А., Морозов В. П. Полупроводниковые инжекционные лазеры в оптической обработке информации // Инжекционные лазеры в системах передачи и обработки информации: Труды ФИАН.— М.: Наука, 1987.— Т. 185.
4. Вовк Ю. В., Щепеткин Ю. А. Использование частотного разделения сигналов при записи одномерных голограмм излучением полупроводниковых лазеров // Автометрия.— 1981.— № 1.
5. Вовк Ю. В., Щепеткин Ю. А. Параллельное гетеродинное считывание двоичных данных из одномерных голограмм Фурье // Там же.— 1984.— № 3.
6. Сороко Л. М. Основы голографии и когерентной оптики.— М.: Наука, 1971.
7. Коржик В. И., Финк Л. М., Щелкунов К. Н. Расчет помехоустойчивости систем передачи дискретных сообщений: Справочник.— М.: Радио и связь, 1981.
8. Акаев А. А., Майоров С. А. Когерентные оптические вычислительные машины.— Л.: Машиностроение, 1977.
9. Кольтер Р., Беркхард К., Линн Л. Оптическая голография.— М.: Мир, 1973.
10. Ryabova R. V. et al. IAE-3 and IAE-6 high resolution photographic materials for recording laser radiation in the IR-region // Opt. Commun.— 1976.— 18, N 3.
11. Зиновьев А. Л., Филиппов Л. И. Введение в теорию сигналов и цепей.— М.: Вышш. шк., 1968.
12. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника.— М.: Радио и связь, 1982.
13. Заездный А. М., Окунев Ю. Б., Рахович Л. М. Фазоразностная модуляция.— М.: Связь, 1967.
14. Портной С. Л. Характеристики систем модуляции и кодирования с точки зрения каскадных кодов // ИПИ.— 1985.— XXI, вып. 3.
15. Кларк Дж., мл., Кейн Дж. Кодирование с исправлением ошибок в системах цифровой связи: Пер. с англ.— М.: Радио и связь, 1987.

*Поступила в редакцию 8 сентября 1988 г.*

УДК 535.4 : 778.38

**В. В. ДОНЦОВА, Г. А. ЛЕНКОВА, И. А. МИХАЛЬЦОВА**

*(Новосибирск)*

### **ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИФРАКЦИОННЫХ МИКРООБЪЕКТИВОВ**

Последние достижения в технологии изготовления дифракционных структур высокого качества [1] делают возможным создание лазерной считывающей головки цифровых проигрывателей на основе однокомпо-

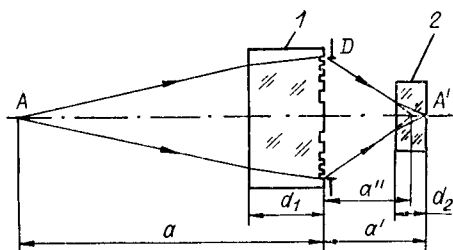


Рис. 1. Схема работы дифракционного микрообъектива:

A — точечный источник света; A' — изображение точечного источника; 1 — дифракционная микролинза; 2 — защитное покрытие компакт-диска

нентного дифракционного микрообъектива (ДМО). Такие микрообъективы привлекают внимание разработчиков тем, что позволяют значительно снизить вес головки. Ограничения, присущие дифракционным оптическим элементам, снимаются в данном случае благодаря применению монохроматического источника излучения (полупроводникового лазера) и нечувствительности устройства к фоновой засветке в плоскости изображения.

Аналогично конструкциям считывающих головок с традиционной оптикой выполнение ДМО возможно в двух вариантах: для работы в параллельном световом пучке и в режиме «из точки в точку». Во втором варианте полупроводниковый лазер входит в единый конструктивный блок головки и его излучающая площадка проецируется на информационную дорожку компакт-диска.

По общепринятому стандарту на компакт-диски размер сфокусированного на дорожку пятна по нулевому уровню интенсивности должен быть 2 мкм. При длине волны излучения полупроводникового лазера, равной 0,79 мкм, для получения пятна такого диаметра необходим микрообъектив с числовой апертурой 0,45.

В соответствии с этими требованиями в Институте автоматизации и электротехники СО АН СССР разработан макет лазерной считывающей головки на основе однокомпонентного ДМО [2]. Принципиальная конструкция головки предложена А. Г. Полецуком, абберационный расчет структуры ДМО выполнен Е. Г. Чуриным, фотошаблоны записаны на лазерном фотопостроителе [3] Е. Г. Чуриным и Ю. И. Юрловым. Фотолитография, включающая мультиплицирование с уменьшением и ионное травление, проведена под руководством В. П. Чернухина.

В задачу авторов статьи входили выбор и отработка методики испытания ДМО, а также исследование зависимости их оптических свойств от технологии и качества изготовления. Оптическая схема ДМО в режиме работы «из точки в точку» показана на рис. 1. Расчетные параметры (согласно обозначениям рис. 1) (мм):  $D = 2,8$ ,  $a = 11$ ,  $a' = 3,2$ ,  $d_1 = 3$ ,  $d_2 = 1,2$ . Радиус первой зоны 41 мкм, ширина последней зоны 0,7 мкм. Высота ступеньки  $h$  бинарной фазовой линзы должна обеспечивать разность оптических путей, равную половине длины волны  $\lambda$ :

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

где  $n$  — показатель преломления материала. Для стекла с  $n = 1,51$  при рабочей длине волны  $\lambda = 0,79$  мкм  $h = 0,79$  мкм.

Качество микролинз оценивалось по следующим характеристикам: форма фазового профиля, дифракционная эффективность, форма и размер сфокусированного пятна или функция рассеяния точки (ФРТ).

**Исследование фазового профиля микролинз.** Это исследование включает определение формы и высоты рельефа зон. Форма профиля контролировалась на электронном микроскопе с  $\times 400$  в центре до  $\times 10\,000$  на краю микролинзы. Фотографии зон на различных расстояниях от центра приведены на рис. 2, а—в. В центре форма профиля прямоугольная с чуть закругленными краями, по мере уменьшения размера зон закругленность ступенек увеличивается, приближаясь на краях (при размерах элементов травления около 1 мкм) к равнобедренному треугольнику, при этом травленная зона остается плоской. Высота рельефа зон определялась из интерферограмм фазового профиля, полученных на микроинтерферометре МИИ-4. Они приведены на рис. 3, а, б для центра и

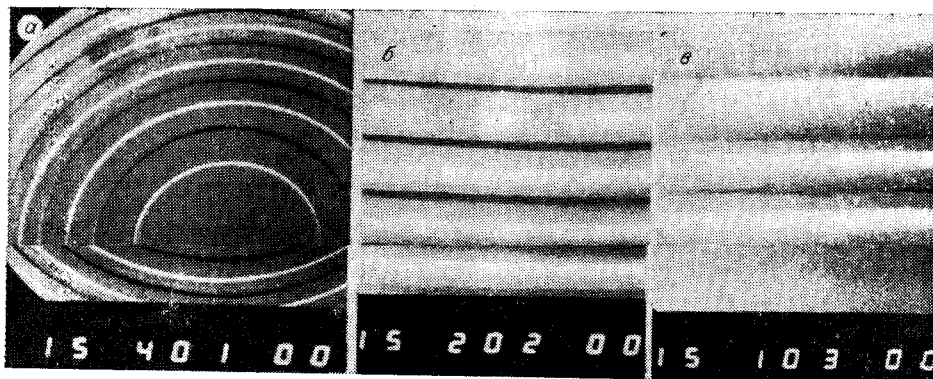


Рис. 2. Фотографии рельефа зон, сделанные на электронном микроскопе:  
*a* —  $R = 0$ ,  $\times 400$ ; *b* —  $R = 0,3$  мм,  $\times 2000$ ; *c* —  $R = 1,4$  мм,  $\times 10\,000$

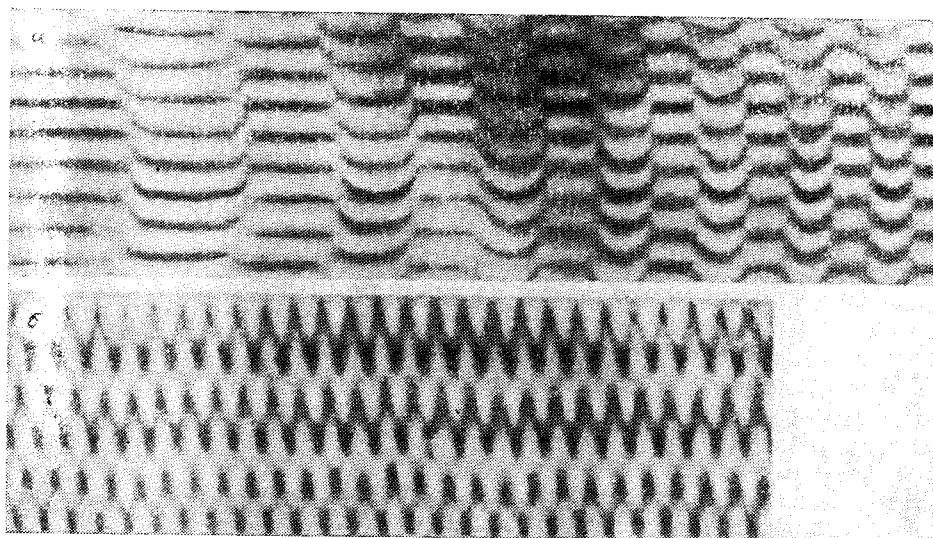


Рис. 3. Микроинтерферограмма фазового профиля зон:  
*a* — в центре микролинзы; *b* — на краю

края одной из микролинз. Высота рельефа  $h$  вычислялась по сдвигу ахроматической полосы:  $h = ka$ , где  $k$  — число полос сдвига;  $a$  — ширина полосы, равная 0,27 мкм. Однако при размерах зон порядка 1 мкм точное определение величины фазового сдвига становится весьма затруднительным из-за недостаточного разрешения интерферометра МИИ-4 ( $\sim 0,5$  мкм). Зависимость высоты рельефа  $h$  от радиуса  $R$  для нескольких микролинз, отличающихся продолжительностью травления, представлена на рис. 4. Из рисунка видно, что получить одинаковую высоту рельефа по всему диаметру микролинзы не удалось. Режим травления, обеспечивающий расчетную высоту профиля в центре микролинзы (кривая 1 на рис. 4), дает резкий спад высоты профиля на краях микролинзы. Увеличение продолжительности травления приводит к тому, что высота рельефа в центре становится существенно больше расчетной, а на краях, где размеры элементов травления приближаются к микрону,

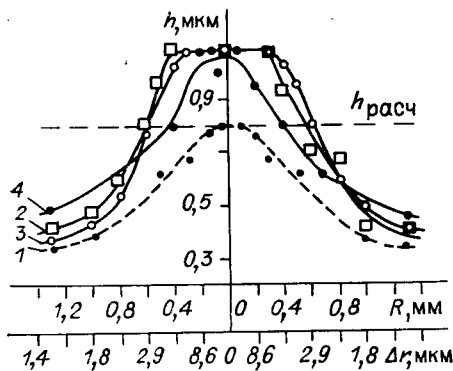


Рис. 4. Изменение высоты рельефа  $h$  зон по диаметру микролинзы при разной продолжительности травления: 1 — при минимальном времени травления; 2 — 4 — при увеличении продолжительности травления. На нижней шкале приведены размеры зон (период), соответствующие указанным выше радиусам

по-прежнему остается недостаточной (см. кривые 2—4 на рис. 4).

#### Дифракционная эффективность.

Доля энергии, направляемая фазовым дифракционным оптическим элементом в  $p$ -й порядок дифракции,

зависит от формы фазового профиля [4]:

$$\eta_p = \frac{\sin^2(\pi p/M)}{(\pi p/M)^2} \frac{\sin^2[(\varphi_{\max} - 2\pi p)/2]}{M^2 \sin^2[(\varphi_{\max} - 2\pi p)/2M]}, \quad (2)$$

где  $M$  — число уровней квантования фазы;  $\varphi_{\max} = 2\pi M(h(n-1)/\lambda)$  — максимальная фазовая задержка треугольного профиля, которым аппроксимируется реальный многоступенчатый профиль;  $h$  — высота ступеньки реального профиля. Для бинарной структуры  $M=2$ ,  $\varphi_{\max} = 4\pi h(n-1)/\lambda$  и выражение (2) для эффективности в +1-м рабочем порядке ( $p=+1$ ) принимает вид

$$\eta_{+1} = 0,405 \sin^2[\pi h(n-1)/\lambda]. \quad (3)$$

Если выполняется соотношение (1), то  $\eta_{+1} = 40\%$ . При отклонении фазовой задержки в меньшую или большую сторону дифракционная эффективность уменьшается пропорционально  $\sin^2[\pi h(n-1)/\lambda]$ .

Экспериментально дифракционная эффективность определялась как отношение света, сфокусированного в +1-м порядке, к прошедшему ( $\eta$ ) или падающему ( $\eta_0$ ) световому потоку. Величина  $\eta$  обуславливается только качеством выполнения фазовой структуры, и ее можно сопоставлять с теоретическим значением по формуле (3). Величина  $\eta_0$  зависит, кроме того, от потерь энергии при отражении, поглощении и рассеянии света и характеризует КПД оптического элемента.

Чтобы проверить соответствие значений высоты полученного профиля зон и дифракционной эффективности, проводилось измерение локальной ДЭ сфокусированным пучком диаметром 100 мкм при последовательном освещении участков, расположенных вдоль диаметра микролинзы. Результаты этих измерений представлены на рис. 5, а—г (кривые 1—4). Здесь же приведены значения ДЭ, вычисленные по формуле (3) для значений высоты профиля, показанного на рис. 4 (кривые 1'—4'). Для всех микролинз расчетные кривые ДЭ качественно соответствуют экспериментальным кривым. Количественные расхождения обусловлены, видимо, тем, что расчет сделан для строго прямоугольной формы ступенек и без учета рассеяния света на травленной поверхности.

При измерении интегральной дифракционной эффективности важно было правильно диафрагмировать микролинзу. Диафрагма делалась из тонкой стальной пластины (толщина не более 0,4 мм). По краю диафрагмы снималась фаска под углом  $70^\circ$  к нормали, чтобы захватить свет, дифрагирующий в -1-й порядок на крайних зонах (угол дифракции  $64^\circ$ ) и в более высокие порядки на средних зонах. Измерение света в главном фокусе проводилось через микродиафрагму  $\varnothing 58$  мкм фотодиодом, расположенным от нее на фокусном расстоянии микролинзы.

Результаты измерений интегральной дифракционной эффективности  $\eta$  и пропускания  $T$  приведены в табл. 1. Величину  $\eta_0$  можно найти как произведение  $\eta T$ . Микролинзы, полученные в режиме с меньшей продолжительностью травления, имеют ДЭ в 2 раза меньше теоретического значения. Увеличение времени травления дает небольшое повышение

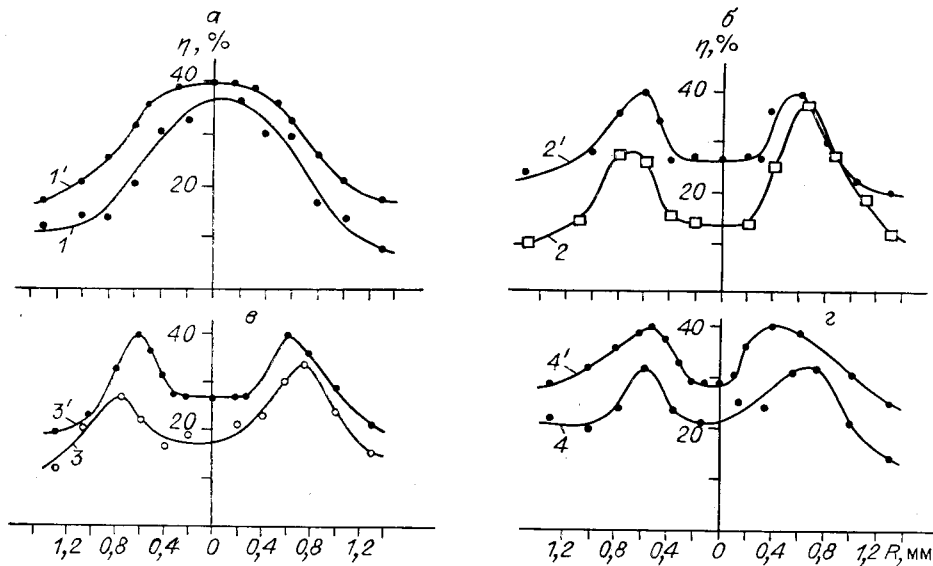


Рис. 5. Изменение локальной дифракционной эффективности по диаметру микролинзы.

Обозначение кривых — в соответствии с рис. 4; 1—4 — экспериментальные графики; 1'—4' — расчетные графики по формуле (3) в соответствии с реально полученной высотой профиля

ДЭ, при этом наблюдается уменьшение пропускания  $T$ , что объясняется возрастанием рассеяния света на структуре.

**Функция рассеяния точки дифракционных микрообъективов.** Обычные методы контроля ФРТ [5] для микролинз непригодны из-за малых размеров кружка рассеяния. Методы измерения микронных изображений [6—9] требуют специального оборудования и дополнительного контроля стабильности и точности показаний. Были опробованы три способа регистрации ФРТ: с помощью линейки фотодиодов (размер элементов  $16 \times 300$  мкм, шаг 25 мкм, число элементов 1000), телевизионной приемной камерой КТ-2 с матрицей на ПЗС-элементах ( $360 \times 288$  элементов, шаг 19 мкм) и сканированием изображения пятна точечной диафрагмой с последующей фотоэлектрической регистрацией ФРТ. Во всех случаях для анализа используется сильно увеличенное изображение сфокусированного пятна (600—1000 раз).

Применение линейки фотодиодов с шагом по горизонтали 25 мкм позволяет сразу наблюдать картину распределения интенсивности на экране осциллографа. Телевизионная камера с матрицей на ПЗС-элементах, кроме того, дает возможность получать на экране осциллографа кривые распределения интенсивности в различных сечениях кружка рассеяния с помощью канала выбора строки. Оба устройства имеют достаточное пространственное разрешение и обладают высоким быстродействием, однако не обеспечивают необходимый для анализируемой

Т а б л и ц а 1

Микролинзы в стекле,  $\lambda = 0,79$  мкм

Фазовый профиль зон микролинз со- гласно рис. 3	Диаметр кружка рассеяния $d$ , мкм		Первый минимум интенсив- ности	Первый боковой максимум	$\eta$	$T$
	Фотоэлектриче- ские измерения	Визуальные измерения				
Кривая 1						
2	2,29	2,1	1,3	2,18	20,3	77,6
3	2,26	2,1	1,5	2,00	21,6	71,4
4	2,34	2,15	2,1	2,28	22,5	70,2
					23,8	71,1

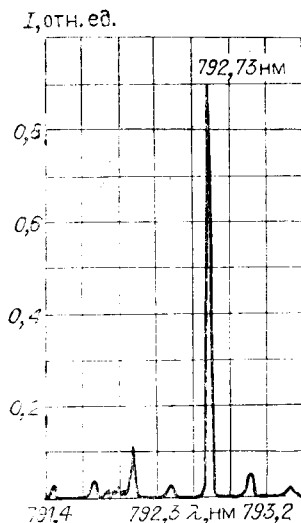


Рис. 6. Спектр излучения полупроводникового лазера типа ИЛПН-210А, работающего в одномодовом режиме

картины динамический диапазон, составляющий 2—3 порядка. Вследствие этого исследование ФРТ можно проводить только по частям: либо анализировать главный максимум кружка рассеяния, либо боковые максимумы. Линейка фотодиодов, кроме того, вносит существенные искажения в ФРТ из-за разной чувствительности составляющих ее элементов. Для исключения этих искажений необходимо применять специальную обработку данных. Наиболее простым и надежным (хотя недостаточно быстрым) способом контроля ФРТ оказалось сканирование увеличенного изображения пятна диафрагмой, размер которой в  $\sim 15$  раз меньше диаметра пятна, что обеспечивало достаточную точность измерения.

В качестве источника света при исследовании дифракционных микролинз использовался полупроводниковый лазер типа ИЛПН-210А. Спектр излучения лазера, снятый на спектрометре ДФС-24, показан на рис. 6. Относительная интенсивность основной моды с длиной волны  $\lambda = 792,8$  нм равна  $\sim 90\%$ , на две другие моды приходилось около  $10\%$  излучения. Мощность лазера составляла 4 мВт. Излучающая площадка имела размер  $1 \times 2$  мкм, т. е. лазер можно считать точечным источником. Предварительно проводились измерения углового распределения интенсивности излучения полупроводникового лазера в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Результаты приведены на рис. 7, а, б. На графиках явно заметны периодические колебания интенсивности излучения, вызванные интерференционными эффектами в защитном стекле лазера. Периодичность колебаний ( $\sim 1,9^\circ$ ) связана с толщиной стекла  $t$  соотношением, легко получаемым из известных формул [10]:  $\varphi = \sqrt{\lambda/nt}$ . Она нарушается из-за клиновидности стекла ( $\sim 4'$ ). Половинные углы с  $50\%$ -м уровнем от максимума интенсивности излучения составляли  $21$

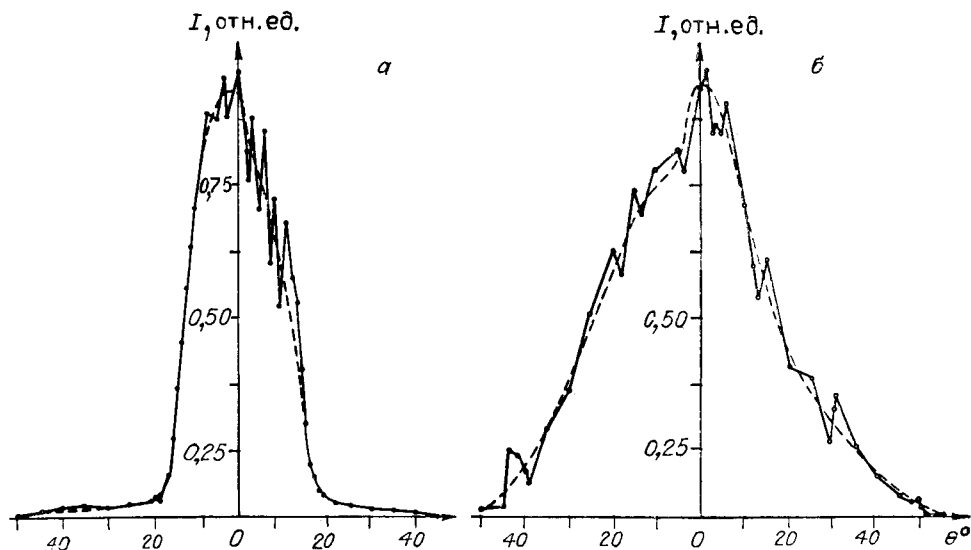
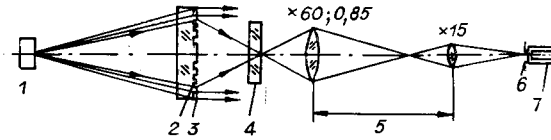


Рис. 7. Распределение интенсивности излучения полупроводникового лазера по углу в двух взаимно перпендикулярных направлениях:

а — в вертикальной плоскости ( $\parallel p - n$ -переходу); б — в горизонтальной плоскости ( $\perp p - n$ -переходу)

Рис. 8. Оптическая схема установки для исследования ФРТ-микролинз



и  $13^\circ$  в горизонтальной и вертикальной плоскостях соответственно. Входная апертура ДМО была равна 0,14, что соответствует апертурному углу  $8^\circ$ . Это обеспечивало освещение микролинзы гауссовым пучком, интенсивность которого спадает к краям до 85 % относительно центра. При таких условиях освещения диаметр  $d$  кружка рассеяния можно вычислять по формуле [11]

$$d = 2,44\lambda a'' / D, \quad (4)$$

так как поправка на постоянный коэффициент для ограниченного гауссового пучка [12] незначительна (+0,03). Выражая в формуле (4) рабочий отрезок  $a''$  (см. рис. 1) через числовую апертуру  $NA$ , получим  $d = 1,22\lambda\sqrt{1 - NA^2}/NA$ . Тогда для  $NA = 0,45$  и  $\lambda = 0,79$  нм  $d_{\text{расч}} = 1,91$  мкм.

Оптическая схема установки для исследования ФРТ приведена на рис. 8. Точный контроль расстояния  $a$  до источника света 1 и соосности микрообъектива 2 и освещающего пучка осуществлялся по вспомогательной кольцевой линзе 3, нанесенной концентрически с микролинзой и в случае совпадения расстояния с расчетным преобразующей падающий сферический волновой фронт в плоский [13]. Пластика 4 выполняла роль защитного покрытия компакт-диска. Распределение интенсивности в изображении точки наблюдалось в микроскоп 5, апертура объектива которого ( $NA = 0,85$ ) значительно превышала выходную апертуру микролинзы ( $NA = 0,45$ ). Окончательный выбор расстояния  $a$  осуществлялся по абберации колец при визуальном наблюдении пятна и картины распределения интенсивности вблизи фокуса. Усредненные для всех микролинз значения  $a$  и  $a''$  составили 10,1 и 3,06 мм (вместо расчетных 11,0 и 2,78 мм соответственно).

Диаметр пятна в фокусе, вычисленный из (4) по экспериментально измеренным значениям  $a''$  и  $D$  (2,8 мм), равен 2,12 мкм с погрешностью не более 5 %. Визуальные измерения диаметра кружка рассеяния проводились окуляр-микрометром в плоскости наибольшей интенсивности. У большинства исследованных микролинз наблюдалось пятно с минимальными сферическими абберациями и незначительным астигматизмом.

При фотоэлектрическом исследовании ФРТ плоскость наилучшей установки переносилась микроскопом 5 (см. рис. 8) в плоскость диафрагмы 6 фотоумножителя 7 с увеличением изображения в 1000 раз.

Сигнал фотоумножителя регистрировался самописцем. Перемещение ФЭУ с диафрагмой ( $\varnothing 0,13$  мм) осуществлялось микровинтом с мотором. Экспериментальная функция рассеяния точки приведена на рис. 9, а.

Для определения масштаба записи с тем же увеличением проводилась запись штрихов секторного лимба, изготовленного в пленке хрома на лазерном фотопостроителе [3]. Ширина штрихов лимба 5 мкм,

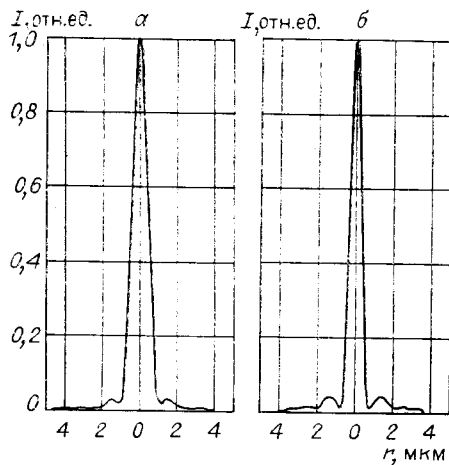


Рис. 9. Распределение интенсивности в сфокусированном пятне дифракционного микрообъектива, выполненного:

а — в стекле,  $\lambda = 0,79$  мкм; б — в пленке окиси железа,  $\lambda = 0,63$  мкм

Т а б л и ц а 2

Микролинзы в окиси железа,  $\lambda = 0,63$  мкм

Номер микролинзы	Диаметр кружка рассеяния $d$ , мкм		Первый минимум интенсивности	Первый боковой максимум	$\eta$
	Фотоэлектрические измерения	Визуальные измерения			
1	1,59	1,73	0,50	5,69	36,0
2	1,64	1,83	0,65	4,50	35,8
3	1,75	1,86	1,30	2,57	38,5
4	1,80	1,98	0,70	1,47	38,2

период 10 мкм. Секторный лимб помещался на место микролинзы и освещался пучком лазера, сфокусированным микрообъективом  $\times 3$ . Среднее значение масштаба записи 0,105 мкм/мм с погрешностью 3,5 %. Если положить, что размер центрального максимума на записи измеряется с точностью  $\pm 0,25$  мм, то относительная погрешность определения диаметра кружка рассеяния составит 5 %.

Результаты исследования ФРТ дифракционных микролинз с различным характером изменения рельефа зон даны в табл. 1. Из таблицы следует, что имеющиеся различия в форме фазового профиля не приводят к изменениям функции рассеяния точки: разброс в размерах кружка рассеяния составляет 3,5 %, что лежит в пределах точности измерений.

**Микролинзы в пленке окиси железа.** Дополнительно исследовались микролинзы с постоянной высотой профиля по всей поверхности. Такие микролинзы были изготовлены в пленке окиси железа толщиной 0,21 мкм с показателем преломления  $n = 2,5$ . В качестве источника излучения использовался гелий-неоновый лазер с  $\lambda = 0,63$  мкм, так как толщина пленки окиси железа соответствовала высоте бинарного профиля для этой длины волны согласно условию (1). В качестве материала для промышленного изготовления ДМО пленка окиси железа непригодна из-за низкого коэффициента пропускания ( $\sim 50$  %). Режим работы микролинзы — перенос изображения «из точки в точку» с уменьшением, диаметр и выходная числовая апертура были такие же, как у микролинз в стекле.

Постоянство высоты профиля по поверхности микролинзы подтвердилось измерениями локальной дифракционной эффективности, которые показали, что при значениях радиальной координаты от 0 до 1 мм дифракционная эффективность (ДЭ) не изменяется и равна 32 %, а вблизи края микролинзы постепенно возрастает до 40 %. Вероятно, это объясняется приближением профиля зон к треугольному при малых элементах травления и перераспределением энергии из более высоких порядков в +1-й и 0-й (начиная с  $R = 1$  мм даже  $\pm 2$ -й порядок существовать не может). В результате интегральная дифракционная эффективность  $\eta$  микролинз в пленке окиси железа значительно превышает ДЭ микролинз в стекле (см. табл. 2) и близка к расчетной (40 %).

Функция рассеяния точки исследовалась на установке, аналогичной приведенной на рис. 8. Точечный источник ( $\varnothing 2,2$  мкм) формировался высококачественным микрообъективом ( $NA = 0,5$ ,  $f = 4,25$ , тубус  $\infty$ ), освещаемым параллельным пучком лучей, образованным коллиматором  $\times 4$ . Размер геометрического изображения источника, создаваемого микролинзой, меньше диаметра кружка Эйри, вычисленного из (4) и равного 1,55 мкм.

При визуальном контроле у большинства микролинз наблюдался кружок правильной формы с симметрично освещенным кольцом и небольшим однородным фоном, т. е. имела место небольшая сферическая



Т а б л и ц а 3

Расчетный	Функция рассеяния точки			Первый минимум, %	Первый боковой максимум, %	Дифракционная эффективность, %		Пропускание $T$ , %
	$d$ , мкм					$\eta$	$\eta_0$	
	Фотоэлектрический	Визуальный	На уровне $I/e^2$					
<i>Микролинзы в стекле</i>								
2,12	2,30	2,12	1,51	1,63	2,15	22,6	16,0	71
<i>Микролинзы в пленке окиси железа</i>								
1,53	1,70	1,85	1,13	0,79	3,56	37,0	19,2	52

абберация, а кома и астигматизм отсутствовали. Запись распределения интенсивности в сфокусированном пятне показана на рис. 9, б. В табл. 2 приведены результаты визуального и фотоэлектрического измерений функции рассеяния точки для ряда одинаковых микролинз. Разброс значений диаметра кружка рассеяния 6 %.

В заключение проанализируем полученные результаты на основе усредненных характеристик ДМО в стекле и пленке окиси железа (табл. 3).

1. Фотоэлектрические значения диаметра кружка рассеяния для микролинз в стекле превышают расчетные на 8 %, для микролинз в окиси железа — на 11 %. Это свидетельствует о достаточной точности выполнения радиусов зон.

2. Первый боковой максимум для обоих типов микролинз превышает теоретическое значение (1,75 %), но для микролинз в окиси железа он несколько больше, чем для микролинз в стекле.

Интенсивность в 1-м минимуме, напротив, больше для микролинз в стекле. Это обусловлено, по-видимому, более широким спектром излучения полупроводникового лазера.

3. Дифракционная эффективность микролинз в стекле значительно ниже (60 % от теоретически возможной), чем у микролинз в пленке окиси железа (93 % теоретически возможного значения).

4. Расхождение визуальных измерений с фотоэлектрическими можно объяснить различной чувствительностью глаза к длинам волн 0,63 и 0,79 мкм.

В целом оценивая дифракционные микрообъективы по двум основным параметрам, можно сказать, что качество изображения точки находится на дифракционном уровне и превосходит обычные микрообъективы; повышение дифракционной эффективности возможно при дальнейшем совершенствовании технологии травления в стекле зон микронных размеров.

Авторы благодарят В. П. Коронкевича и А. Г. Полещука за инициирование работы и полезные обсуждения и В. А. Жмудя за предоставление источника питания полупроводникового лазера.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Коронкевич В. П., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. и др. Киноформные оптические элементы: методы расчета, технология изготовления, практическое применение // Автометрия.— 1985.— № 1.
2. Коронкевич В. П., Пальчикова И. Г., Полещук А. Г. Считывание информации с компакт-дисков лазерной головкой с дифракционной оптикой // Кваптовая электрон.— 1988.— № 10.
3. Ведерников В. М., Вьюхин В. Н., Коронкевич В. П. и др. Прецизионный фотопостроитель для синтеза оптических элементов // Автометрия.— 1981.— № 3.
4. Ленкова Г. А. Киноформы. Синтез фазовой структуры и допустимые погрешности.— Новосибирск, 1979.— (Препр./ИАиЭ СО АН СССР; 98).
5. Креопалова Г. В., Пуряев Д. Г. Исследование и контроль оптических систем.— М.: Машиностроение, 1978.

6. Gohen D. K., Little B., Luecke F. Techniques for measuring 1 mk diam Gaussian beams // Appl. Opt.—1984.—23, N 4.— P. 637.
7. Suzuki Y., Tachibana A. Measuring of the  $\mu\text{m}$  sized radius of Gaussian lazer beam using the scanning knife-edge // Ibid.—1975.—14, N 12.— P. 2809.
8. Пат. 4160598 США. Прибор для определения структуры и размера сфокусированного пятна/Н. Firester, Skillman, Masy E. Heller, Trenton.— Оpubл. 10.07.79.
9. Stijns E. Measuring the spot size of a Gaussian beam with an oscillating wire // IEEE J. Quant. Electron.—1980.—16, N 12.— P. 1298.
10. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы.— М.: Изд-во ипостр. лит., 1955.
11. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
12. Климов Ю. М. Основы расчета оптико-электронных приборов с лазерами.— М.: Сов. радио, 1978.
13. Полещук А. Г. Совмещение дифракционных и рефракционных компонентов в оптических системах // Автометрия.— 1985.— № 6.

*Поступила в редакцию 11 мая 1988 г.*

---