

нялись микросхемы К544УД1А, усредненные значения $e_m(0)$ и e_{m0} для которых соответственно составили 121 пВ и 8,9 пВ/Гц^{1/2}, $C_{0У} = 5$ пФ, $I_{0У} = 5 \cdot 10^{-12}$ А.

Из таблицы следует: экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными; ФПУ_а для всех значений Δf превосходит по отношению сигнал/шум ФПУ типа «ФД — ОУ»; ФПУ_с для большого диапазона Δf превосходит по отношению сигнал/шум ФПУ типа «ФД — ОУ».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Чернов Е. И. Фотоприемные устройства на основе фотодиодов и их применение. — М.: ЦНИИ «Электроника», 1986. — (Обзоры по электронной технике. Сер. 4. Электровакуумные и газоразрядные приборы. — Вып. 1(1164)).
2. А. с. 1120486 СССР. Усилитель фототока/Е. И. Чернов. — Опубл. 1984, Бюл. № 39.
3. А. с. 1415426 СССР. Усилитель фототока/Е. И. Чернов. — Опубл. 1988, Бюл. № 29.
4. Воропай Е. С., Карась В. И., Торпачев П. А. Оптимизация пары фотодиод-операционный усилитель для измерения слабых световых потоков // Измер. техника. — 1985. — № 3.

Поступила в редакцию 17 октября 1988 г.

УДК 535.4 : 778.38

В. В. ДОНЦОВА, Г. А. ЛЕПКОВА
(Новосибирск)

ВЛИЯНИЕ ЮСТИРОВКИ НА ФУНКЦИЮ РАССЕЯНИЯ ДИФРАКЦИОННОГО МИКРООБЪЕКТИВА

В работах [1, 2] исследован дифракционный микрообъектив (ДМО) с высокой числовой апертурой ($NA = 0,45$), предназначенный для переноса изображения «из точки в точку». В качестве точечного источника использовался лазерный диод с длиной волны $\lambda = 0,79$ мкм. В данном сообщении определены допуски на разъюстировку ДМО, а именно: точность установки расстояния до источника света и допустимые поперечные смещения микрообъектива, которые обеспечивают дифракционное качество изображения точки. Параметры ДМО приведены на рис. 1.

Допуски на разъюстировку удобно определять по характеристикам функции рассеяния точки (ФРТ). Последняя оценивается обычно по числу Штреля Q , т. е. по отношению максимальных интенсивностей соответственно в абберрированном I и свободном от абберрации I_0 дифракционных изображениях точки: $Q = I/I_0$. Если абберрации малы, то Q выражается формулой [3]

$$Q \approx 1 - (\Delta\Phi)^2, \quad (1)$$

где

$$(\Delta\Phi)^2 = \overline{(\Delta\varphi^2)} - (\overline{\Delta\varphi})^2 - \quad (2)$$

среднеквадратичная ошибка фазовой функции φ микрообъектива.

В нашем случае фазовая функция вычислялась для определенных параметров схемы: длины волны λ ; апертуры a ; толщин d_1, d_2 подложки и защитного стекла с показателем преломления n_1 и n_2 ; расстояния от источника и его изображения до дифракционной структуры z_1, z_2 без учета знаков (см. рис. 1). При расчете фотошаблонов использовали члены разложения фазовой функции по ρ до восьмой степени (ρ — расстояние от центра структуры ДМО, изменяющееся от 0 до a). Для опреде-

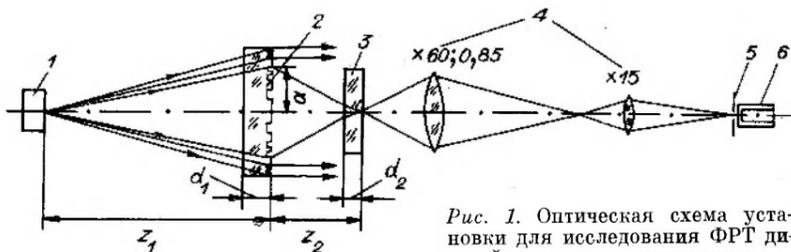


Рис. 1. Оптическая схема установки для исследования ФРТ дифракционных микролинз:
1 — полупроводниковый лазер; 2 — дифракционный микрообъектив; 3 — пластинка, имитирующая защитное покрытие компакт-диска; 4 — микроскоп; 5 — микродиафрагма; 6 — фотоумножитель. Параметры дифракционного микрообъектива (мм): $a = 1,4$, $z_1 = 11$, $z_2 = 3,2$, $d_1 = 3$, $d_2 = 1,2$

ления технологических допусков достаточно ограничиться четвертой степенью разложения

$$\varphi = (\alpha_1 + \alpha_2) \rho^2 - (\beta_1 + \beta_2) \rho^4, \quad (3)$$

где

$$\alpha_1 = 2\pi/(\lambda b_{11}); \quad \alpha_2 = 2\pi/(\lambda b_{21});$$

$$\beta_1 = (2\pi/\lambda) (b_{12}/b_{11}^4); \quad \beta_2 = (2\pi/\lambda) (b_{22}/b_{21}^4);$$

$$b_{11} = 2\{z_1 + d_1 [(1/n_1) - 1]\}; \quad b_{21} = 2\{z_2 + d_2 [(1/n_2) - 1]\};$$

$$b_{12} = 2\{z_1 + d_1 [(1/n_1^3) - 1]\}; \quad b_{22} = 2\{z_2 + d_2 [(1/n_2^3) - 1]\}.$$

Определим, как зависит число Штреля Q от расстояния z_1 микролинзы до источника света. Для этого запишем вариацию φ по z_1 и z_2 :

$$\Delta\varphi = \frac{\partial\alpha_1}{\partial z_1} \Delta z_1 \rho^2 + \frac{\partial\alpha_2}{\partial z_2} \Delta z_2 \rho^2 - \frac{\partial\beta_1}{\partial z_1} \Delta z_1 \rho^4 - \frac{\partial\beta_2}{\partial z_2} \Delta z_2 \rho^4. \quad (4)$$

На основании (2) и (4) находим среднеквадратичную ошибку фазовой функции

$$\begin{aligned} (\Delta\varphi)^2 = & \frac{1}{12} \left(\frac{\partial\alpha_1}{\partial z_1} \Delta z_1 + \frac{\partial\alpha_2}{\partial z_2} \Delta z_2 \right)^2 a^4 - \frac{1}{6} \left(\frac{\partial\alpha_1}{\partial z_1} \Delta z_1 + \frac{\partial\alpha_2}{\partial z_2} \Delta z_2 \right) \times \\ & \times \left(\frac{\partial\beta_1}{\partial z_1} \Delta z_1 + \frac{\partial\beta_2}{\partial z_2} \Delta z_2 \right) a^6 - \frac{4}{45} \left(\frac{\partial\beta_1}{\partial z_1} \Delta z_1 + \frac{\partial\beta_2}{\partial z_2} \Delta z_2 \right)^2 a^8, \end{aligned} \quad (5)$$

где a — полная апертура ДМО. Выберем положение центра опорной сферы таким образом, чтобы коэффициенты при a^4 и a^6 обратились в нуль, что выполняется при условии

$$\Delta z_2 = - \frac{\partial\alpha_1}{\partial z_1} \Delta z_1 / \frac{\partial\alpha_2}{\partial z_2}. \quad (6)$$

При этом сферические aberrации будут близки к минимальному значению. Тогда из (1) и (5) получим в первом приближении

$$Q \approx 1 - \frac{4a^8}{45} \left(\frac{\partial\beta_1}{\partial z_1} - \frac{\partial\beta_2}{\partial z_2} \frac{\partial\alpha_1}{\partial z_1} / \frac{\partial\alpha_2}{\partial z_2} \right)^2 \Delta z_1^2. \quad (7)$$

Оценивая качество функции рассеяния точки по критерию Марешаля [3], требующего $Q \geq 0,8$, получим, подставляя параметры схемы в (7), $\Delta z_1 = \pm 330$ мкм. В нашем случае $z_1 = 11$ мм, следовательно, допустимое отклонение $\Delta z_1/z_1 \approx 0,03$.

Для экспериментальной оценки допусков юстировки регистрировалась функция рассеяния точки дифракционного микрообъектива при расстояниях z_1 до источника света (полупроводникового лазера) вблизи расчетного значения, равного 11 мм. Параметр z_1 изменялся в пределах от 8,2 до 13,7 мм с интервалом 0,2 мм, т. е. максимальное отклонение z_1 составляло $\pm 25\%$. ФРТ регистрировалась на расстояниях z_2 от микрообъектива в плоскости дифракционного фокуса. Оптическая схема уста-

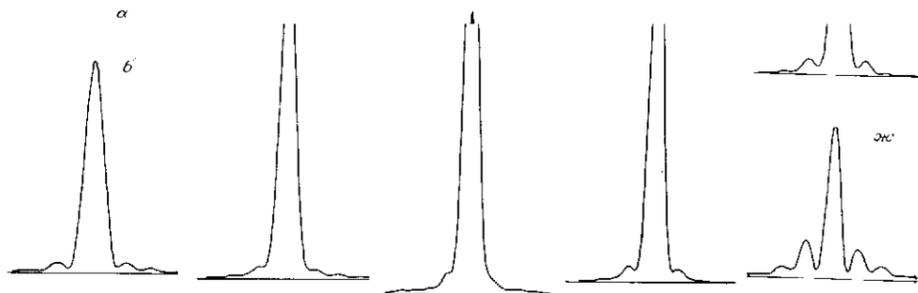


Рис. 2. Функции рассеяния точки дифракционного микрообъектива при расстояниях z_1 до источника света (z_1 , мм):
 $a - 8,2$; $б - 9,2$; $в - 10,0$; $г - 10,4$; $д - 11,0$; $е - 11,8$; $ж - 13,7$

повки показана на рис. 1. Распределение интенсивности в плоскости, соответствующей точке z_2 , переносилось с увеличением $\sim \times 1000$ на подвижную щель с фотоумножителем и записывалось на ленте самописца. На рис. 2, $a - ж$ приведены экспериментальные функции рассеяния точки для нескольких значений z_1 . Все записи сделаны при одинаковом усилении, кроме рис. 2, $ж$, где усиление в 2 раза больше; масштаб по горизонтали сохраняется постоянным для всех функций. Значения основных параметров полученных ФРТ и соответствующих величин z_1 и z_2 приведены в таблице. (Погрешность экспериментальных данных составляет 5 %.)

Функция рассеяния точки, наиболее близкая к теоретической, получена при расстоянии $z_1^0 = 10,4$ мм (см. рис. 2, $г$), отличающемся от расчетного на 5 %. Расхождение можно объяснить отклонением толщины ($\Delta d_1 = -0,3$ мм) подложек, на которых изготовлены дифракционные микролинзы, от расчетного значения, равного $d_1 = 3$ мм. Для функции на рис. 2, $г$ число Штреля Q (интенсивность в максимуме) принято равным 1. В остальных случаях относительно этого значения Q постепенно уменьшается до $\sim 0,17$ (см. рис. 2 и таблицу). Одновременно возрастает интенсивность в максимуме 1-го кольца ФРТ до 21,1 %, когда $z_1 > z_1^0$ и до 4,5–5 %, если $z_1 < z_1^0$.

Диаметр сфокусированного пятна $d_{\text{экс}}$ измерялся как расстояние между первыми минимумами интенсивности в ФРТ. Масштаб увеличения контролировался с помощью записи изображения шкалы объективомикрометра, установленной в плоскости фокусировки пятна. В таблице приведены значения диаметра $d_{\text{экс}}$ и для сравнения вычисленного $d_{\text{расч}}$

Оптические параметры	Рис. 2						
	a	$б$	$в$	$г$	$д$	$е$	$ж$
z_1 , мм	8,2	9,2	10,0	10,4	11,0	11,8	13,7
z_2 , мм	3,210	3,035	2,935	2,890	2,809	2,767	2,646
Q	0,33	0,48	0,73	1,0	0,81	0,41	0,17
$d_{\text{экс}}$, мкм	3,57	2,92	2,63	2,27	2,29	2,25	1,82
$d_{\text{расч}}$, мкм	2,42	2,31	2,25	2,22	2,18	2,14	2,07
1-й боковой максимум, %	4,4	4,9	3,2	3,1	3,9	8,4	21,1

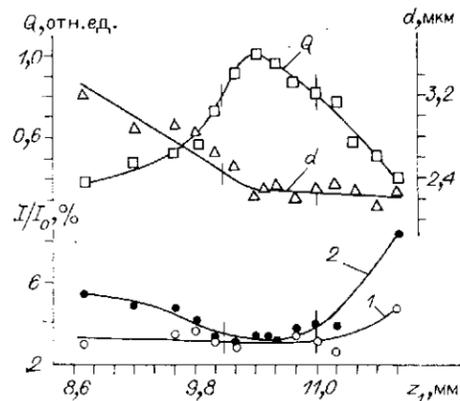


Рис. 3. Изменение характеристик ФРТ в зависимости от расстояния z_1 микрообъектива до источника света:

Q — нормированная по максимальной интенсивности в центре кружка ФРТ; d — диаметр центрального кружка; кривые 1 и 2 — интенсивность в 1-м минимуме и боковом максимуме соответственно

по измеренным z_2 в соответствии с формулой [4],

$$d = 1,22\lambda / \sin u',$$

где $\sin u'$ — числовая апертура; $u' = \arctg(a/z_2^*)$; a — радиус дифракционной микролинзы. В таблице указаны геометрические значения

z_1 и z_2 , а в формуле z_2^* — значение с поправкой на толщину и показатель преломления защитной пластины β (см. рис. 1).

Анализ полученных данных показывает, что при уменьшении z_1 относительно z_1^0 диаметры $d_{расч}$ и $d_{эскп}$ возрастают, причем $d_{эскп}$ возрастает в большей степени, что приводит к падению интенсивности Q на оси. При увеличении z_1 изменение $d_{эскп}$ незначительно, а в крайней точке при $z_1 = 13,7$ мм диаметр пятна даже меньше $d_{расч}$. Последнее можно объяснить характером сферических aberrаций, о чем свидетельствует сильное возрастание интенсивности в 1-м кольце (21,1%). В этом случае уменьшение интенсивности Q на оси происходит из-за перераспределения части энергии в дифракционные кольца.

Динамика изменения характеристик полученных ФРТ при изменении z_1 показана на рис. 3 в виде графиков. Здесь кривая Q представляет зависимость интенсивности света в центре функции рассеяния, нормированной к наибольшему значению; кривая d показывает изменение размера центрального кружка; кривые 1 и 2 дают интенсивность в 1-м минимуме и боковом максимуме соответственно в процентах к центральному максимуму. Оценка допуска юстировки из графика Q на рис. 3 по критерию Маршала дает значение Δz_1 в пределах от +600 до -300 мкм (отмечено на графиках штрихами). Это несколько больше расчетного допуска Δz_1 , равного ± 330 мкм, вычисленного по формуле (7). Для ФРТ с максимальным числом Штреля сферические aberrации наименьшие, $d_{эскп}$ близко к расчетному значению $d_{расч}$ и интенсивности в 1-м минимуме и боковом максимуме минимальны (см. рис. 3).

Влияние поперечного смещения источника излучения на качество изображения точки можно оценить, полагая подложку микролинзы бесконечно тонкой. Последнее позволяет существенно упростить расчеты. Запишем фазовую функцию линзы

$$f = \frac{12\pi}{\lambda} [z_1 + z_2 - \sqrt{z_1^2 + \rho^2} - \sqrt{z_2^2 + \rho^2}]. \quad (8)$$

Пусть источник смещен перпендикулярно оптической оси вдоль x на величину κ . Тогда фазу падающей волны можно представить как

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{z_1^2 + (x + \kappa)^2} + y^2 - z_1) \quad (9)$$

и фазу выходящей волны — как

$$\varphi_2 = \varphi_1 + f. \quad (10)$$

Полагаем, что волна сходится в точке $z_2, \eta, 0$. Если нет aberrаций, то фаза этой волны

$$\varphi_3 = \frac{2\pi}{\lambda} [-\sqrt{z_2^2 + (x + \eta)^2} + y^2 + z_2]. \quad (11)$$

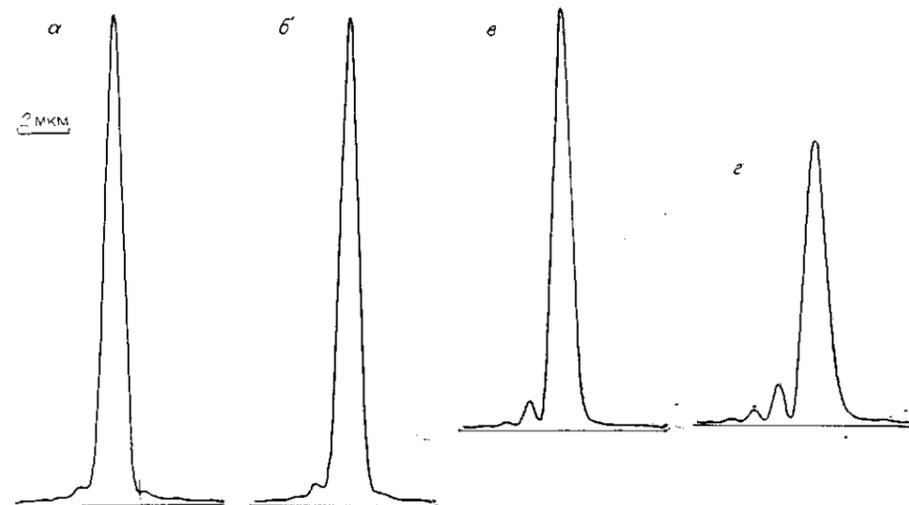


Рис. 4. Функции отклика ДМО при децентрировке полупроводников лазера относительно микролинзы на величину x (мкм):
 $a - 0$; $b - 5$; $c - 20$; $d - 50$

Разность $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_3$ представляет ошибку фазы волны по отношению к сферической опорной волне с центром в точке $z_2, \eta, 0$. Раскладывая выражения для φ_2 и φ_3 в ряд и проводя усреднение по $\Delta\varphi$, можно найти аналитическое выражение среднеквадратичного отклонения (2). Положим, что координата опорной волны связана с x соотношением $\eta = -(\lambda z_2)/z_1$. Тогда из (1) на основании (2) в первом приближении находим выражение для Q :

$$Q \approx 1 - \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{1}{z_1^2} - \frac{1}{z_2^2}\right)^2 \frac{x^2 a^6}{32z_1^2}. \quad (12)$$

Для $Q \geq 0,8$ получим $x = \pm 14$ мкм при $a = 1,4$ мм ($x/a = 0,01$).

Запись функций рассеяния точки при децентрировке источника света сделана на установке, показанной на рис. 1. После записи ФРТ с центрированным относительно дифракционной микролинзы полупроводниковым лазером ($x = 0$) последний смещался перпендикулярно оптической оси последовательно с интервалом 5 мкм на расстояние до ± 50 мкм. Регистрация смещения осуществлялась с помощью индикатора. Экспериментальные ФРТ, полученные при децентрировке полупроводникового лазера на 0, 5, 20 и 50 мкм, представлены на рис. 4, $a - d$. Принимая число Штреля Q равным 1 для ФРТ, записанной без смещения источника света, вычислены значения Q для остальных случаев. Результаты приведены в виде графика на рис. 5, где число Штреля Q усреднено по смещениям x источника вправо и влево от оси микрообъектива. Из графика видно, что допустимое смещение по критерию Марешала равно ± 20 мкм или $x/a = 0,015$, что несколько превышает расчетное значение, равное ± 14 мкм. Такое смещение соответствует углу поля зрения $\alpha = 0,02/11 = 6'15''$ или $\sim 0,1^\circ$.

В результате проведенных исследований показано, что при выполнении критерия Марешала ($Q \geq 0,8$) точность установки расстояния дифракционного микрообъектива до источника света (полу-

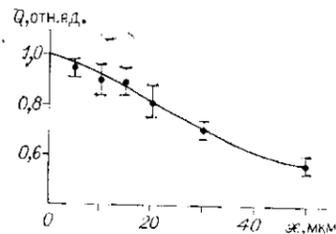


Рис. 5. Изменение интенсивности Q в центре при поперечном смещении x источника света

проводниковый лазер) лежит в пределах $\pm 0,3$ мм (экспериментальное значение $+0,6 \div -0,3$ мм); децентрировка источника света допустима в пределах $\pm 0,014$ мм (экспериментальное значение $\pm 0,02$ мм).

Авторы благодарят Е. Г. Чурина за помощь в расчетах допусков юстировки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Довцова В. В., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. Исследование параметров дифракционных микрообъективов // Автометрия.— 1989.— № 2.
2. Довцова В. В., Ленкова Г. А., Чурип Е. Г. Хроматические aberrации дифракционного микрообъектива при многомодовом режиме полупроводникового лазера // Автометрия.— 1990.— № 3.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.