

ОПТИЧЕСКИЕ ИНФОРМАЦИОННЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

УДК 535.4 : 778.38

В. В. ДОНЦОВА, Г. А. ЛЕНКОВА, Е. Г. ЧУРИН

(Новосибирск)

ХРОМАТИЧЕСКИЕ АБЕРРАЦИИ ДИФРАКЦИОННОГО МИКРООБЪЕКТИВА ПРИ МНОГОМОДОВОМ РЕЖИМЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА

Дифракционный микрообъектив (ДМО), предназначенный для считывающей головки лазерного цифрового проигрывателя [1, 2], представляет собой зонную пластинку Рэлея — Вуда, имеющую бинарный фазовый профиль, травленный в стекле. Он рассчитан и изготовлен для работы с полупроводниковым лазером в оптической схеме с переносом изображения «из точки в точку». Конкретные параметры ДМО приведены на рис. 1. При расчете предполагалось, что источник света точечный одночастотный. Однако в зависимости от условий работы, температуры кристалла, срока службы и т. д. число продольных мод и длина волны основной моды в излучении полупроводникового лазера могут изменяться, что приводит к появлению хроматических aberrаций. Поэтому при оценке качества изображения необходимо учитывать реальную ширину спектра излучения лазера.

В работе выведены формулы для расчета распределения интенсивности и числа Штреля при многомодовом спектре излучения лазера. Экспериментально исследовано влияние уширения спектра на качество изображения точки дифракционного микрообъектива.

Для расчетной длины волны λ все лучи, прошедшие через дифракционную линзу, пересекают оптическую ось в точке, отстоящей на расстоянии z_2 от поверхности линзы (см. рис. 1). При изменении длины волны на $\Delta\lambda$ луч, проходящий линзу на расстоянии r от оптической оси, будет фокусироваться в точке z_2' , определяемой формулой

$$z_2' = z_2 \left[1 - \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \frac{1}{\cos^2\beta} \left(1 + \frac{\sin\alpha}{\sin\beta} \right) \right], \quad (1)$$

где λ — расчетная длина волны;

$$\sin\alpha = r/\sqrt{r^2 + z_1^2}; \quad \sin\beta = r/\sqrt{r^2 + z_2^2};$$

z_1, z_2 — расстояния от поверхности линзы соответственно до источника и изображения для расчетной длины волны. Формула (1) следует из геометрии оптической схемы и уравнения $\sin\alpha + \sin\beta = \lambda/T$, связывающего углы падения α и дифракции β с периодом T структуры дифракционного элемента, и получена без учета толщины стеклянных пластин. В этом

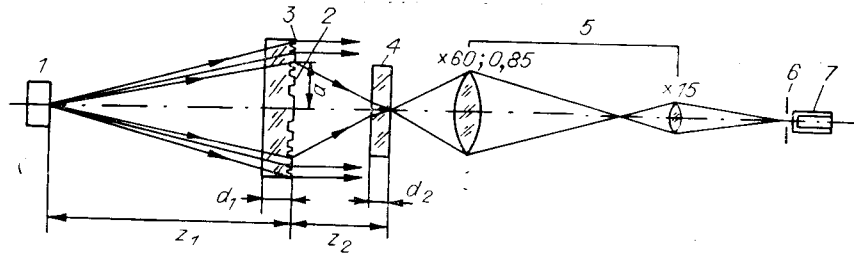


Рис. 1. Оптическая схема установки для исследования ФРТ дифракционных микролинз:

1 — полупроводниковый лазер; 2 — дифракционный микрообъектив; 3 — вспомогательная кольцевая микролинза для настройки схемы; 4 — пластинка, имитирующая защитное покрытие компакт-диска; 5 — микроскоп; 6 — микрофрагмент; 7 — фотоумножитель. Параметры дифракционного микрообъектива (мм): $a = 1,4$, $z_1 = 11$, $z_2 = 3,2$, $d_1 = 3$, $d_2 = 1,2$

случае для сохранения значений входной и выходной апертур следует положить $z_1 = 10$ мм и $z_2 = 2,74$ мм в отличие от значений, указанных на рис. 1.

В дальнейшем будем оценивать влияние уширения спектра, учитывая только хроматизм положения, который интерпретируется как расфокусировка, возникающая при отклонении длины волны от среднего значения. Это значит, что крайний и параксиальный лучи фокусируются практически в одной точке, т. е. отсутствует сферохроматическая aberrация. При расчетах не принималось во внимание также смещение среднего значения длины волны. Как будет показано ниже, такие допущения незначительно влияют на результат расчета.

Хроматизм положения для параксиальных лучей при изменении длины волны на $\Delta\lambda$ определяется выражением, следующим из (1) при $r \ll z_2$:

$$\Delta z_2 = z'_2 - z_2 = -\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} z_2 \left(1 + \frac{z_2}{z_1}\right). \quad (1a)$$

Распределение интенсивности вблизи фокуса для бесконечно узкой ширины спектра и расчетной длины волны λ источника при условии постоянной интенсивности в плоскости входного зрачка описывается формулой [3]

$$I(u, v) = \left(\frac{2}{u}\right)^2 [U_1^2(u, v) + U_2^2(u, v)] I_0. \quad (2)$$

Здесь

$$U_n(u, v) = \sum_{s=0}^{\infty} (-1)^s \left(\frac{u}{v}\right)^{n+2s} J_{n+2s}(v) -$$

функции Ломмеля; J_k — функции Бесселя целого порядка;

$$u = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{z_2(\lambda)}\right)^2 z, \quad v = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{a}{z_2(\lambda)}\right) r, \quad (3)$$

$2a$ — световой диаметр киноформной линзы; z — координата вдоль оси относительно плоскости изображения.

При изменении режима работы полупроводникового лазера, помимо основной спектральной моды, возникают дополнительные, расстояние между которыми около 0,35 нм, что соответствует при $\lambda_0 = 0,79$ мкм частоте биений между соседними модами $\nu \approx 1,7 \cdot 10^{11}$ Гц. При такой высокой частоте практически любое приемное устройство будет регистрировать сумму интенсивностей отдельных мод. Поэтому при расчете распределения интенсивности вблизи фокуса будем суммировать не амплитуды, а интенсивности отдельных мод.

Пусть длина волны центральной моды лазера равна λ_0 , длины волн соседних мод отличаются на δ . Тогда из (1а) следует, что расстояние до изображения для моды, отстоящей от центральной на $n\delta$, будет

$$z_2(\lambda_0 + n\delta) = z_2(\lambda_0) - \frac{n\delta}{\lambda_0} z_2(\lambda_0) \left(1 + \frac{z_2(\lambda_0)}{z_1}\right). \quad (4)$$

Для того чтобы вычислить распределение интенсивности вблизи изображения с длиной волны центральной моды λ_0 , просуммируем интенсивности (2), соответствующие отдельным длинам волн, сдвинутым по аргументу u на величину

$$\Delta u_n = n\rho, \quad (5)$$

где

$$\rho = \frac{2\pi\delta}{z_2(\lambda_0)} \left(\frac{a}{\lambda_0}\right)^2 \left(1 + \frac{z_2(\lambda_0)}{z_1}\right).$$

Из (2) и (5) следует, что суммарное распределение интенсивности в плоскости изображения центральной моды (т. е. в расчетном фокусе) выражается формулой

$$I_{\Sigma}(0, v) = \sum_{n=-k}^k c_n \left(\frac{2}{n\rho}\right)^2 [U_1^2(n\rho, v) + U_2^2(n\rho, v)] I_0, \quad (6)$$

где $(2k+1)$ — количество мод; c_n — доля интенсивности n -й моды в спектре излучения.

Для распределения интенсивности вдоль оптической оси, т. е. при $v = 0$, формула (2) переходит в

$$I(u) = \left(\frac{\sin u/4}{u/4}\right)^2 I_0, \quad (7)$$

а формула (6) записывается в виде

$$I = I_0 \sum_{n=-k}^k c_n \left[\frac{\sin n\rho/4}{n\rho/4}\right]^2. \quad (8)$$

Из (8) следует, что число Штреля Q [3], которое по определению есть отношение максимальных интенсивностей в абберрированном и безабберрационном изображениях, равно

$$Q = \sum_{n=-k}^k c_n \left[\frac{\sin n\rho/4}{n\rho/4}\right]^2 = I/I_0. \quad (9)$$

По критерию Марешаля [3] изображение точки считается удовлетворительным, если $Q \geq 0,8$.

Экспериментальная проверка зависимости качества изображения дифракционного микрообъектива от спектра источника проводилась с полупроводниковым лазером типа ИЛПН-210А ($\lambda = 0,79$ мкм). Ширина спектра его излучения задавалась путем регулирования температуры кристалла при постоянном токе накачки. Одновременно это вызывало изменение мощности и сдвиг длины волны. На рис. 2, а — г приведены спектры излучения лазера для нескольких режимов работы. Ширина спектра по уровню интенсивности 0,1 изменялась от 0,1 до 16 нм. Межмодовое расстояние составляло $\delta = 0,37$ нм.

Продольная сферохроматическая абберрация, вычисленная по формуле (1), для наиболее широкого спектра излучения 16 нм составляет $\Delta z_{2np} = -91,2$ мкм, а хроматизм положения (формула (1а)) — $\Delta z_{2np} = -70,7$ мкм.

Экспериментальные значения числа Штреля находились по записям функции рассеяния точки ДМО, сделанным на установке, оптическая схема которой приведена на рис. 1. Распределение интенсивности в фокальной плоскости ДМО проецировалось с увеличением $\times 1000$ на по-

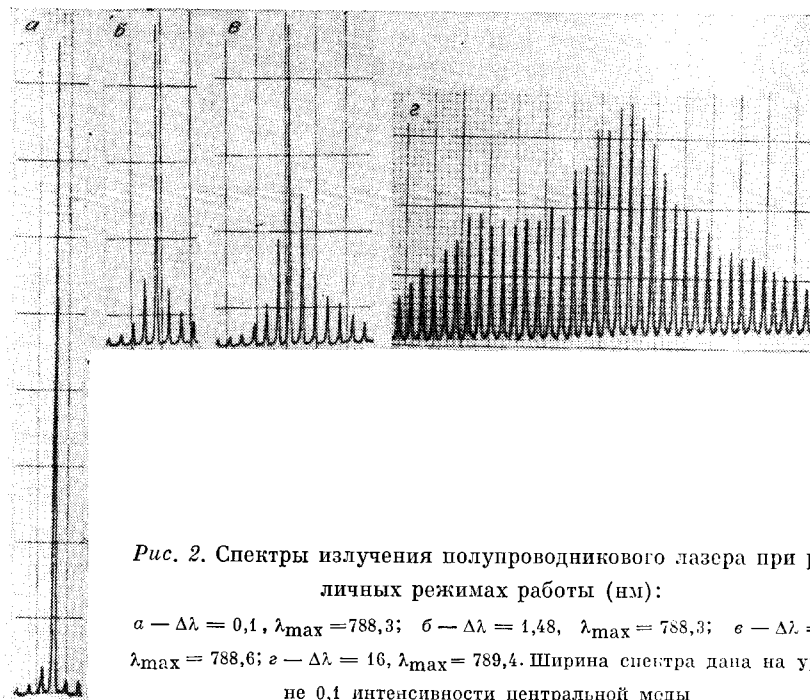


Рис. 2. Спектры излучения полупроводникового лазера при различных режимах работы (нм):
 а — $\Delta\lambda = 0,1$, $\lambda_{\max} = 788,3$; б — $\Delta\lambda = 1,48$, $\lambda_{\max} = 788,3$; в — $\Delta\lambda = 3$,
 $\lambda_{\max} = 788,6$; г — $\Delta\lambda = 16$, $\lambda_{\max} = 789,4$. Ширина спектра дана на уровне 0,1 интенсивности центральной моды

движную щель с фотоумножителем, выходной сигнал которого фиксировался на ленте самописца. Равномерность распределения интенсивности на входном зрачке микролинзы обеспечивалась малой входной апертурой ($NA_{\text{вх}} = 0,13$) по сравнению с угловой расходимостью полупроводникового лазера [2].

На рис. 3, а — г показаны функции рассеяния точки, соответствующие приведенным выше спектрам излучения полупроводникового лазера. При одномодовом излучении (см. рис. 2, а) в функции рассеяния практически отсутствуют aberrации (см. рис. 3, а): размер кружка рассеяния близок к расчетному, интенсивность в боковом кольце составляет 2,15 % (теоретическое значение 1,75 %). (Ненулевое значение интенсивности в 1-м минимуме можно объяснить aberrациями объектива, с помощью которого изображение точки переносилось в плоскость сканирующей щели.) Предполагалось, что число Штреля для этого случая равно 1. Тогда для произвольного спектра излучения число Штреля экспериментально определяется по формуле

$$Q_m = (I_m/P_m) (P_a/I_a), \quad (10)$$

где I_a и I_m — интенсивности на оси функций рассеяния точки; P_a и P_m — мощности излучения полупроводникового лазера соответственно для режима работы со спектром излучения на рис. 2, а и остальных режимов.

Полученные из эксперимента величины Q для спектров б, в и г (см. рис. 2) имеют значения соответственно 0,80; 0,61 и 0,23 с погрешностью 6 %. Теоретические значения числа Штреля, вычисленные по этим спектрам, составили соответственно 0,81; 0,60 и 0,16. Следовательно, экспериментальная и расчетная функции отклика удовлетворяют критерию Марешаля ($Q \geq 0,8$) при ширине спектра источника $\sim 1,5$ нм (по уровню интенсивности 0,1, см. рис. 2, б).

Вычисление теоретических значений числа Штреля Q для многомодовых режимов излучения проводилось по формуле

$$Q = \sum_0^n c_n A_n, \quad (11)$$

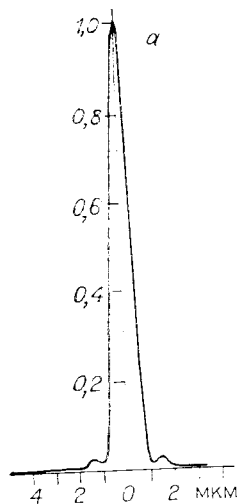


Рис. 3. Функции рассеяния точки дифракционного микрообъектива, соответствующие спектрам полупроводникового лазера, приведенным на рис. 2

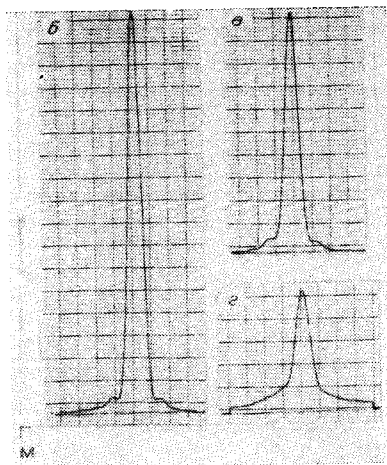


Рис. 4. Расчетное распределение интенсивности в дифракционном фокусе:

1 — безабберационная кривая; 2 — при ширине спектра источника $\sim 1,5$ нм

где $A_n = [\sin(n\rho/4)/(n\rho/4)]^2$; c_n — суммарный весовой (по интенсивности) коэффициент двух мод, отстоящих от центральной на $\pm n\delta$. В табл. 1 — 3 приводятся данные расчета членов суммы (11) для трех режимов лазера г, в и б (см. рис. 2) с шириной спектра на уровне интенсивности 0,1, равной 16, 3 и 1,5 нм, что соответствует среднеквадратичной ширине 6,7; 1,75 и 0,9 нм. Здесь $Q_{сх}$ — число Штреля, рассчитанное по формуле (4) из [4], которое характеризует сферохроматическую

Таблица 1

$\pm n$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$n\delta$, нм	0	0,37	0,74	1,11	1,48	1,85	2,22	2,59	2,96	3,33
$Q_{сх}$	1	1	0,99	0,98	0,97	0,94	0,92	0,89	0,86	0,82
$c_n \cdot 100$	4,56	9,59	8,96	8,49	6,92	6,45	5,66	5,50	5,19	5,03
A_n	1	0,78	0,337	0,046	0,006	0,045	0,032	0,003	0,006	0,016
$c_n A_n \cdot 100$	4,56	7,48	3,02	0,39	0,042	0,29	0,181	0,017	0,031	0,08

$\pm n$	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19
$n\delta$, нм	3,7	4,07	4,44	4,81	5,18	5,55	5,92	6,29	6,66	7,03
$Q_{сх}$	0,78	0,73	0,68	0,63	0,57	0,50	0,43	0,36	0,28	0,20
$c_n \cdot 100$	4,25	4,72	4,56	3,93	3,62	2,99	2,99	2,67	2,04	1,89
A_n	0,008	0	0,005	0,008	0,002	0	0,004	0,004	0,001	0,001
$c_n A_n \cdot 100$	0,034	0	0,023	0,031	0,007	0	0,012	0,011	0,002	0,002

$$Q = \sum_{n=0}^{19} c_n A_n = 0,162$$

Таблица 2

$\pm n$	0	1	2	3	4	5	6	7
$c_n \cdot 10$	2,87	3,27	1,58	0,79	0,50	0,40	0,40	0,20
$c_n A_n \cdot 10$	2,87	2,55	0,532	0,036	0,003	0,018	0,013	0,001

$$Q = \sum_{n=0}^7 c_n A_n = 0,602$$

Таблица 3

$\pm n$	0	1	2	3	4
$c_n \cdot 10$	5,92	2,25	1,06	0,63	0,14
$c_n A_n \cdot 10$	5,92	1,755	0,357	0,029	0,001

$$Q = \sum_{n=0}^4 c_n A_n = 0,806$$

аберрацию отдельной моды, возникающую при сдвиге длины волны излучения относительно расчетной.

Приведенные значения $Q_{сх}$ для мод с основным вкладом в спектре излучения близки к единице, что позволяет достаточно точно оценивать общее число Штреля, учитывая только хроматизм положения.

В расчетах не принималось во внимание также смещение спектра в целом в различных режимах, достигающее 1,7 нм (см. рис. 2). Как следует из табл. 1, такому смещению соответствует $Q_{сх} \approx 0,95$, что не вносит значительного изменения в общее число Штреля.

Теоретические значения числа Штреля, полученные в [4], несколько выше, так как расчет был выполнен для случая фокусировки микролинзой параллельного пучка лучей и, кроме того, учитывались только моды в пределах среднеквадратичной ширины спектра.

Распределение интенсивности в расчетной фокальной плоскости для режима лазера 2, б, вычисленное по формуле (6), приведено на рис. 4 (кривая 2). Сравнение с безабберационным распределением интенсивности (кривая 1 на рис. 4) показывает, что при уширении спектра источника интенсивность на оси падает, в первом минимуме появляется фон, а интенсивность бокового максимума увеличивается. Эта тенденция прослеживается на всех ФРТ, полученных экспериментально. Для режимов а — в (см. рис. 3) фон составляет 1,6; 4,2 и 4,9 % соответственно. Интенсивность в боковом максимуме также увеличивается, а размер центрального кружка, равный 2,18 мкм, остается постоянным в пределах точности измерений, составляющей 5 % (см. [2]). При дальнейшем уширении спектра излучения хроматическая абберация возрастает настолько, что полностью исчезает граница между минимумом и боковым максимумом (см. рис. 3, г).

Проведенные эксперименты показывают, что дифракционная оптика допускает использование полупроводниковых источников света с шириной спектра $\sim 1,5$ нм (по уровню 0,1 интенсивности) без существенного влияния на качество функции отклика. В случае одномодового режима качество изображения практически близко к дифракционному.

Авторы благодарят А. Г. Полещука за предоставление дифракционных микролинз и помощь в настройке режима работы полупроводникового лазера и А. П. Соколова за помощь в записи спектров излучения лазера.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Коронкевич В. П., Полещук А. Г., Пальчикова И. Г. Считывание информации с компакт-дисков лазерной головкой с дифракционной оптикой // Квантовая электрон.— 1988.— № 10.
2. Донцова В. В., Ленкова Г. А., Михальцова И. А. Исследование параметров дифракционных микрообъективов // Автометрия.— 1989.— № 2.
3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука, 1973.
4. Донцова В. В., Ленкова Г. А., Чуринов Е. Г. Влияние спектра полупроводникового лазера на ФРТ дифракционного микрообъектива для лазерной считывающей головки // Компьютерная оптика.— М.: МЦНТИ, 1989.— № 5.

Поступила в редакцию 31 июля 1989 г.

УДК 621.378.325 : 535.317

**В. А. ДОМБРОВСКИЙ, С. А. ДОМБРОВСКИЙ, Е. Ф. ПЕН,
А. Н. ПОТАПОВ, З. Л. ПУСТОВАЯ**

(Новосибирск)

СТЫКОВКА ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА С ОДНОМОДОВЫМ ВОЛОКОННЫМ СВЕТОВОДОМ

Введение. Полупроводниковые лазеры видимого диапазона и одномодовые волоконные световоды (ОВС) открывают новые возможности в голографической технике, и в частности в области голографической памяти. Эти элементы обеспечивают компактность, гибкость, многоканальность оптической системы, позволяют легко формировать пучки высокого качества и управлять их параметрами.

Для эффективного соединения полупроводникового лазера с ОВС необходимо преобразовать эллиптический лазерный пучок в круглую волноводную моду. Известен целый ряд методов сопряжения полупроводникового лазера с ОВС [1—18]. В [1, 2, 4, 7, 10, 17, 18] исследован метод соединения полупроводникового лазера с ОВС путем прямой стыковки. Достигнута эффективность ввода излучения полупроводникового лазера в ОВС $K = 10 - 25 \%$. В [3, 4] фотолитографическая техника использовалась для создания сферических и цилиндрических микролинз с диаметром $4 - 10$ мкм на торце ОВС. Эффективность ввода излучения составляла $K \approx 40 \%$. В [7, 9] стыковка полупроводникового лазера с ОВС осуществлялась с помощью линзы «Selfoc» ($K \approx 22 \%$), а в [10] — фокона, который создавался на торце ОВС ($K = 10 - 23 \%$). В [5—8, 10] в качестве цилиндрической линзы применялся отрезок волоконного световода диаметром $6 - 20$ мкм, помещаемый между ОВС и полупроводниковым лазером. Эффективность ввода доходила до 70% . Расчет эффективности стыковки полупроводникового лазера с ОВС и формулировка требований к точности установки основных элементов для различных способов проведены в [7]. Делается вывод, что метод цилиндрической линзы наиболее подходящий, хотя требования к точности установки элементов здесь являются высокими. В [11, 12] предложен эффективный метод соединения полупроводникового лазера, имеющего небольшую асимметрию диаграммы излучения, с ОВС, основанный на использовании двух сферических линз, установленных софокусно. Этот метод обеспечивает достаточно высокую эффективность ($\sim 40 \%$) при допустимой точности установки элементов.