

Г.И. Грейсух, С.А. Степанов

СИНТЕЗИРОВАННЫЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ДЛЯ УСТРОЙСТВ СЧИТЫВАНИЯ ИНФОРМАЦИИ С ОПТИЧЕСКИХ ДИСКОВ

Основными оптическими элементами устройств считывания информации с оптических дисков являются источник излучения, в качестве которого, как правило, используется полупроводниковый лазер (ППЛ) и объектив, фокусирующий излучение в пятно микронных размеров. Такая фокусировка может осуществляться высокоапертурным объективом, хорошо исправленным на сферическую aberrацию и имеющим низкий уровень хроматических aberrаций.

Требование коррекции хроматизма объектива обусловлено рядом факторов: во-первых, разбросом длин волн излучения лазеров одного и того же типа от образца к образцу, во-вторых, изменением длины волны излучения с изменением температуры лазера и, в-третьих, тем, что при использовании многомодовых ППЛ спектральная полоса фокусируемого излучения является достаточно широкой. Устройства рассматриваемого типа имеют систему автофокусировки, поэтому первые два фактора определяют требования к сферохроматизму фокусирующего объектива, а последний - к его хроматизму положения.

При построении фокусирующего объектива на основе однородных линз со сферическими преломляющими поверхностями основной задачей является

устранение сферической aberrации, решение которой требует, как правило, не менее четырех линз. При использовании же в качестве фокусирующего объектива одиночной дифракционной линзы (ДЛ) сферическая aberrация устраняется автоматически путем выбора соответствующего закона чередования колец микроструктуры линзы.

Сферохроматическая aberrация, вызванная разбросом длин излучения ППЛ от образца к образцу, может быть практически полностью устранена на этапе сборки узла, включающего ППЛ и ДЛ. Действительно, легко показать, что коэффициент сферохроматизма третьего порядка ДЛ обращается в нуль, если расстояние от перетяжки лазера до плоскости линзы s соответствует условию:

$$s = -f'_0 / \left(\frac{\mu}{2} \pm \sqrt{\frac{1 + \beta_0 + \beta_0^2}{3(1 - \beta_0)^2} - \frac{\mu^2}{12}} \right), \quad (1)$$

где:

f'_0 - фокусное расстояние ДЛ на расчетной длине волны λ_0 ;

$\mu = \lambda / \lambda_0$;

λ - длина волны излучения ППЛ;

ρ_0 - определяет соотношение входной и выходной апертур на расчетной длине волны λ_0 и численно равно поперечному увеличению ДЛ на этой длине волны.

Сферическая aberrация, обусловленная тепловым уходом длины волны, при заданном значении β_0 однозначно определяется фокусным расстоянием ДЛ. Если диапазон рабочих температур ППЛ задан и известен градиент теплового ухода длины волны излучения, то максимально допустимое фокусное расстояние ДЛ может быть найдено с использованием критерия Штреля, согласно которому сфокусированное пятно практически не отличается от дифракционно ограниченного, если нормированная интенсивность в дифракционном фокусе не меньше 0,8 [1]. В результате получим:

$$f'_0 \leq \frac{24\lambda_0^2}{\pi(2 + \beta_0)(1 - \beta_0)^3 \text{tg}^4 u'} \frac{1}{|\Delta\lambda_T|}, \quad (2)$$

где:

$|\Delta\lambda_T|$ - максимальное значение теплового ухода длины волны ППЛ;

$\sin u'$ - выходная апертура ДЛ.

Неравенство (2) определяет максимально допустимое значение фокусного расстояния ДЛ при фокусировке монохроматического излучения, т.е. излучения одномодового лазера.

При использовании многомодового ППЛ условие, накладываемое на фокусное расстояние ДЛ, ужесточается. Это обусловлено тем, что уширение сфокусированного пятна, вызванное полихроматичностью излучения и хроматизмом положения и пропорциональное фокусному расстоянию ДЛ, не может быть скомпенсировано автофокусировкой. Предельно допустимое значение фокус-

ного расстояния ДЛ в этом случае определяется спектральными характеристиками многомодового ППЛ. Действительно, поскольку дифракционный предел разрешения для всех мод излучения практически одинаков, а волны различных мод некогерентны между собой, то при фокусировке полихроматического излучения многомодового ППЛ относительная доля энергии, концентрируемая в пятне радиуса диска Эйри, равна:

$$E_{\Sigma}(\delta) = \frac{\sum_n I(\lambda_n) E_{\lambda_n}(\delta)}{\sum_n I(\lambda_n)}, \quad (3)$$

где

$I(\lambda_n)$ - относительная интенсивность моды с длиной волны λ_n в спектре излучения ППЛ;

$E_{\lambda_n}(\delta)$ - приходящаяся на эту моду относительная доля энергии излучения, концентрируемая в пятне радиуса диска Эйри, а суммирование производится по всему набору мод ППЛ.

Сфокусированное пятно практически не отличается от дифракционно ограниченного, если $E_{\Sigma}(\delta) \geq 0,73$ [2]. Учитывая, что $E_{\lambda_n}(\delta)$ зависит от фокусного расстояния ДЛ, с помощью выражения (3) по известному спектру излучения можно определить предельно допустимое фокусное расстояние.

Оценка минимально допустимого фокусного расстояния проводилась, в частности, для ДЛ, предназначенных для фокусировки излучения многомодовых ППЛ, параметры которых близки к параметрам лазеров типа ML-4102 А, ML-4402 А [3]. Расчеты показали, что фокусное расстояние ДЛ, при котором излучение лазеров фокусируется в пятно, практически не отличающееся от дифракционно ограниченного, в диапазоне рабочих температур $\pm 15^{\circ}\text{C}$ является вполне приемлемым с конструктивной, технологической и других точек зрения.

Материальным носителем структуры ДЛ служит оптически прозрачная плоско-параллельная подложка, а сама структура либо регистрируется в фоточувствительном слое, нанесенном на подложку, либо синтезируется в виде рельефа непосредственно в подложке [4, 5]. Кроме этой подложки оптический тракт устройств считывания информации может включать оптические детали, выполненные в виде плоско-параллельных пластин, либо элементов, приводимых к ним. Конструктивные параметры этих элементов и подложки, расчетная длина волны, входная и выходная апертуры и фокусное расстояние ДЛ, однозначно определяют ее структуру. Закон чередования колец дифракционной структуры может быть найден из условия, что на расчетной длине волны ДЛ оптический тракт свободен от сферической аберрации. Для этого из сопряженных точек оптического тракта проводятся лучи с такими направляющими косинусами m_y и m'_y , чтобы они пересекались в плоскости синтезируемой структуры ДЛ. Расстояние между точкой пересечения и оптической осью связано с направляющими косинусами соотношениями:

$$y = m_Y \left[- \frac{1}{\sqrt{1-m_Y^2}} \left(z + \sum_{k=1}^K d_k \right) + \sum_{k=1}^K \frac{d_k}{\sqrt{n_k^2 - m_Y^2}} \right]; \quad (4)$$

$$y = m'_Y \left[\frac{1}{\sqrt{1-m_Y'^2}} \left(z' - \sum_{l=1}^L d'_l \right) + \sum_{l=1}^L \frac{d'_l}{\sqrt{n_l'^2 - m_Y'^2}} \right].$$

Здесь d_k , n_k - толщина и показатель преломления k -й плоско-параллельной пластины, расположенной в пространстве предметов ДЛ, ($k=1, 2, \dots, K$); d'_l , n'_l - толщина и показатель преломления l -й пластины, расположенной в пространстве изображений ДЛ, ($l=1, 2, \dots, L$); z и z' - расстояние от плоскости структуры ДЛ до сопряженных точек:

$$\left. \begin{aligned} -z &= - \frac{1-\beta_0}{\beta_0} f'_0 + \sum_{k=1}^K \frac{(n_k-1)}{n_k} d_k \\ z' &= (1-\beta_0) f'_0 + \sum_{l=1}^L \frac{(n'_l-1)}{n'_l} d'_l \end{aligned} \right\} . \quad (5)$$

Пространственная частота структуры ДЛ ν связана с направляющими косинусами выражением

$$\nu = \frac{m'_Y - m_Y}{\lambda_0}. \quad (6)$$

Пространственная частота может быть представлена в виде функции от y . Для этого выражения (4) раскладываются в степенные ряды вида

$$\left. \begin{aligned} y &= \sum_{p=0}^{\infty} a_p m_Y^{2p+1} \\ y &= \sum_{p=0}^{\infty} b_p m_Y'^{2p+1} \end{aligned} \right\} . \quad (7)$$

Обрастая ряды (7) и используя (6), получим закон изменения пространственной частоты по плоскости ДЛ в виде ряда

$$\nu = \sum_{p=0}^{\infty} \nu_p y^{2p+1}. \quad (8)$$

Число членов ряда (8), которым необходимо ограничиться при арктических расчетах, определяется прежде всего требуемой точностью. Как показывает практика расчетов, для ДЛ с апертурами порядка 0,4-0,6 достаточно ограничиться первыми четырьмя-пятью членами.

Если известны коэффициенты ν_p ($p=0, 1, \dots, P$), то радиус r_m окружности, разграничивающей $(m-1)$ -ю и m -ю зоны дифракционной структуры, определяется из уравнения

$$\left(m - \frac{1}{2} \right) = \sum_{p=0}^P \frac{1}{p+1} \nu_p r_m^{2(p+1)}. \quad (9)$$

Решение этого уравнения при $m=1, 2, \dots$ дает требуемый закон чередования колец структуры ДЛ.

Таким образом, в работе показано, что одиночная дифракционная линза может успешно использоваться для фокусировки излучения полупроводниковых лазеров в устройствах считывания информации с оптических дисков и приведен алгоритм расчета структуры линзы.

Л и т е р а т у р а

1. Б о р н М., В о л ь ф Э. Основы оптики. - М.: Наука, 1970, с. 856.
 2. Б о б р о в С.Т., Г р е й с у х Г.И. - Опт. и спектр., 1985, т. 58, в. 5, с. 1068-1073.
 3. Mitsubishi laser diodes ML 4102, 4102A, ML 4402, 4402A for optical information processing. Prospect of Mitsubishi Electric Corporation.
 4. Б о б р о в С.Т., Т у р к е в и ч Ю.Г. - В кн.: Применение лазеров в системах преобразования, передачи и обработки информации. Л.: ЛДНТП, 1978, с. 73-77.
 5. Б о б р о в С.Т., Г р е й с у х Г.И., Т у р к е в и ч Ю.Г. Оптика дифракционных элементов и систем. - Л.: Машиностроение, 1986, с. 223.
-