

УДК 621.372.8.029.7

В. Г. Долгополов, Д. В. Петров, Л. А. Федюхин

*(Новосибирск)***МЕТОД РАСЧЕТА ТОПОЛОГИЧЕСКИХ КООРДИНАТ СЛОЖНЫХ  
ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТОК\***

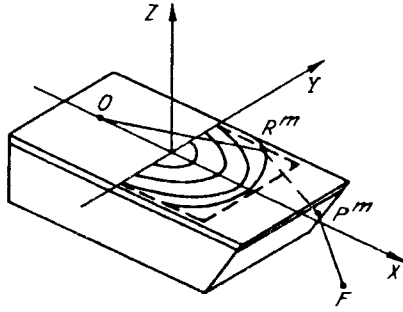
Предложен метод расчета топологии сложных дифракционных решеток. Метод проиллюстрирован расчетом дифракционной решетки, осуществляющей преобразование волноводной моды, расходящейся из некоторой точки плоского анизотропного волновода, в моду излучения, распространяющуюся в глубину одноосного кристалла и сходящуюся вне подложки. Применение метода существенно сокращает время расчета топологических координат решеток, позволяя использовать его непосредственно при экспонировании топологии.

Дифракционные решетки как элемент интегральной оптики играют важную роль при проектировании интегрально-оптических схем. Значение дифракционных решеток для интегральной оптики в значительной степени определяется их универсальностью. Они могут быть использованы для преобразования фронта излучения в плоскости волновода, служат для ввода/вывода излучения из волновода, фокусировки, деления, преломления светового пучка и т. д. В последнее время внимание разработчиков привлекают решетки достаточно сложной топологии, заданным образом преобразующие фронт падающего на них излучения [1—4].

Расчет топологии дифракционных решеток сводится, как правило, к численному решению ряда нелинейных алгебраических уравнений [1, 3]. Сложность заключается в том, что при использовании традиционных методов расчета время, затрачиваемое на поиск решения в одной точке, может достигать нескольких секунд даже при использовании достаточно мощного процессора. В этом случае полное время расчета топологии решетки может превысить разумные пределы. Так, например, для решетки, содержащей  $\sim 10^3$  штрихов на площади  $\sim 1 \times 1$  мм, требуемое время расчета  $\sim 10^7$  с, что, безусловно, является неприемлемым. Кроме того, объем получаемого информационного файла достигает нескольких десятков мегабайт, что также затрудняет проектирование. Таким образом, перед разработчиками сложных дифракционных решеток стоят две проблемы: 1) существенное увеличение скорости расчета топологических координат; 2) решение проблемы размещения топологической информации. Под топологическими координатами здесь понимается набор значений, определяющих позиционирование, размер штампа, дозу при экспонировании.

Решение второй проблемы было предложено в 1984 году японскими авторами [5]. Они совместили процесс расчета с экспонированием решетки. Получаемая при расчете информация не накапливается на магнитных лентах или диске, а непосредственно поступает на вход установки экспонирования. При этом для достаточно простых геометрий преобразования пучков, когда воз-

\* Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 93-02-15712).



можно получение аналитического решения исходных уравнений, удается провести экспонирование структуры за приемлемое время.

В настоящей работе мы предлагаем один из возможных вариантов решения первой проблемы — быстрый расчет топологических координат сложных дифракционных решеток. Суть метода заключается в построении приближенного аналитического решения по численному решению исходной системы уравнений в некоторых реперных точках проектируемой топологии. Сконструированное решение используется в дальнейшем для быстрого расчета топологических координат решетки.

Для иллюстрации метода проведем расчет дифракционной решетки, осуществляющей преобразование волноводной моды, расходящейся из некоторой точки плоского анизотропного волновода, в моду излучения, распространяющуюся в глубь одноосного кристалла и сходящуюся вне подложки (см. рисунок). Оптическая ось кристалла направлена вдоль оси  $Y$  выбранной системы координат, оптическая ось проектируемой топологии — по оси  $X$ . В приближении геометрической оптики конфигурация штрихов решетки, создающей рассеяние с необходимым преобразованием фронта, может быть определена как геометрическое место точек, для которых оптическая разность хода лучей, рассеянных различными фрагментами решетки, кратна длине волны излучения. Это условие определяет основное уравнение задачи:

Для иллюстрации метода проведем расчет дифракционной решетки, осуществляющей преобразование волноводной моды, расходящейся из некоторой точки плоского анизотропного волновода, в моду излучения, распространяющуюся в глубь одноосного кристалла и сходящуюся вне подложки (см. рисунок). Оптическая ось кристалла направлена вдоль оси  $Y$  выбранной системы координат, оптическая ось проектируемой топологии — по оси  $X$ . В приближении геометрической оптики конфигурация штрихов решетки, создающей рассеяние с необходимым преобразованием фронта, может быть определена как геометрическое место точек, для которых оптическая разность хода лучей, рассеянных различными фрагментами решетки, кратна длине волны излучения. Это условие определяет основное уравнение задачи:

$$L_m - L_0 = m\lambda_0, \quad (1)$$

здесь  $L_m$  — оптическая длина для луча, рассеянного фрагментом  $m$ -го штриха решетки, —  $m$ -луча;  $L_0$  — оптическая длина для луча, рассеянного фрагментом решетки, находящимся в начале координат;  $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$ ;  $\lambda_0$  — длина волны излучения в вакууме.

В общем случае оптическая длина для луча, распространяющегося в направлении волнового вектора  $k$ :

$$L = \frac{\lambda_0}{2\pi} (ks)l = n l \cos \eta.$$

Здесь  $s$  — единичный лучевой вектор;  $l$  — расстояние, отсчитываемое по лучу;  $n$  — показатель преломления среды в направлении волнового вектора;  $\eta = \Theta_s - \Theta_k$  — угол между лучевым и волновым векторами. В нашем случае величина  $L$  представляет собой сумму трех слагаемых, каждое из которых отвечает оптической длине при распространении излучения в волноводе, в подложке и вне подложки:

$$L_m = \sum_{i=1}^3 n_i l_i \cos \eta_i = \sum_{i=1}^3 L_i^m,$$

где

$$\begin{aligned} L_1^m &= \sqrt{N_{\text{eff}E}^2 (R_x^m - O_x)^2 + N_{\text{eff}M}^2 (R_y^m)^2}; \\ L_2^m &= \sqrt{N_o^2 (P_y^m - R_y^m)^2 + N_e^2 [(P_x^m - R_x^m)^2 + P_z^2]}; \\ L_3^m &= \sqrt{(F_x - P_x^m)^2 + (P_y^m)^2 + (F_z - P_z^m)^2}; \end{aligned}$$

$N_{\text{eff}E}$ ,  $N_{\text{eff}M}$  — эффективные показатели преломления  $TE$ - и  $TM$ -мод в  $X$ -направлении соответственно;  $N_o$  и  $N_e$  — обыкновенный и необыкновенный пока-

затели преломления подложки;  $O, R^m, P^m, F$  — точки, определяющие координаты источника излучения, центра рассеяния на  $m$ -м штрихе, преломления  $m$ -луча на боковой грани, фокуса.

При выводе этого выражения было принято, что источник излучения и точка фокуса расположены на оптической оси, а зависимости эффективного показателя преломления волноводной моды —  $N_{\text{eff}}$  — и показателя преломления моды излучения —  $n$  — от направления распространения описываются следующим образом:

$$\frac{1}{N_{\text{eff}}^2} = \frac{\cos^2 \Theta_k^w}{N_{\text{effE}}^2} + \frac{\sin^2 \Theta_k^w}{N_{\text{effM}}^2},$$

$$\frac{1}{n^2} = \frac{\sin^2 \Theta_k^r}{N_o^2} + \frac{\cos^2 \Theta_k^r}{N_e^2},$$

причем углы  $\Theta_k^w$  и  $\Theta_k^r$ , определяющие направление волновых векторов волноводной моды и моды излучения, отсчитываются от осей  $X$  и  $Y$  соответственно.

Уравнение (1) задачи необходимо дополнить уравнениями для нахождения координат точки преломления  $m$ -луча на боковой грани. Одним из них является уравнение боковой грани:

$$P_x^m = P_z^m \text{ctg} \varphi + G, \quad (2)$$

где параметры  $\varphi$  и  $G$  определяют угол наклона грани к плоскости волновода и ее положение относительно оси  $X$ . Кроме того, в соответствии с принципом Ферма траектория луча между точками  $R^m$  и  $F$ , лежащими по разные стороны плоскости преломления, имеет минимальную оптическую длину. Это дает еще два уравнения:  $\partial L^m / \partial P_y^m = 0$  и  $\partial L^m / \partial P_z^m = 0$ . Подставляя выражение для  $L_m$ , будем иметь:

$$\frac{N_o^2(P_y^m - R_y^m)}{L_2^m} + \frac{P_y^m}{L_3^m} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{N_e^2(P_x^m - R_x^m) \text{ctg} \varphi + P_z^m}{L_2^m} - \frac{(F_x - P_x^m) \text{ctg} \varphi + F_z - P_z^m}{L_3^m} = 0.$$

Таким образом, расчет топологии дифракционной решетки, осуществляющей искомое преобразование фронта излучения, требует совместного решения уравнений (1)–(3). В общем случае эту систему удастся свести к двум уравнениям относительно неизвестных  $R_x^m$  и  $P_z^m$ . Координату  $R_y^m$  удобно считать независимой. Решение системы возможно только численно.

Как уже отмечалось, прямой путь построения решения приводит к значительным затратам времени. Альтернатива состоит в том, чтобы определить решение в некоторых реперных точках, аппроксимировать решение для всех точек полиномами, а уже затем рассчитать топологические координаты решетки.

Пусть  $R_i^m = (R_{ix}^m, R_{iy}^m)$  — координаты реперных точек  $m$ -штриха, полученные численным решением исходной системы уравнений (1)–(3) (здесь  $i = 1, 2, \dots, n$ ). Число таких точек и их положение по штриху зависят от проектируемой топологии, необходимой точности расчета и обычно порядка десяти. Построим полином степени  $n - 1$ , аппроксимирующий  $m$ -штрих в области решетки:

$$R_x = \alpha_1^m + \alpha_2^m R_y + \dots + \alpha_n^m R_y^{(n-1)}. \quad (4)$$

Коэффициенты полинома  $\alpha_k^m$  находятся решением неоднородной линейной системы уравнений, полученной из (4) при значениях координат, равных

значениям координат реперных точек. Построенный полином описывает топологию  $m$ -штриха и позволяет рассчитать его топологические координаты достаточно быстро. Однако общее число реперных точек, если их рассчитывать для каждого штриха решетки, будет довольно большим. Для рассматриваемого нами примера  $\sim 10^4$ . Это требует все еще существенных затрат времени.

Рассмотрим поведение коэффициентов полинома штриха —  $\alpha_k^m$ , когда  $Y$ -координаты реперных точек выбраны одинаковым образом для всех штрихов решетки. Поскольку кривизна штрихов изменяется незначительно с изменением номера штриха, то при таком выборе реперных точек коэффициенты  $\alpha_k^m$  являются плавными функциями номера штриха и, следовательно, могут быть приближены полиномами по номеру штриха.

Выберем  $l$  реперных штрихов. Пусть  $m$  — номер такого штриха,  $R_i^m = (R_{ix}^m, R_{iy}^m)$  — координаты его реперных точек и  $\alpha_k^m$  — коэффициенты полинома штриха. Построим полиномы степени  $l - 1$ , аппроксимирующие поведение коэффициентов  $\alpha_k^m$  в области решетки:

$$\alpha_k = \beta_{k1} + \beta_{k2}M + \dots + \beta_{kl}M^{(l-1)}, \quad k = 1, 2, \dots, n. \quad (5)$$

Коэффициенты  $\beta_{kq}$  находятся решением  $n$  систем линейных уравнений, полученных из (5) при значениях  $M$ , равных номерам реперных штрихов, и для каждого из  $n$  значений номера  $k$ . Значение величины  $\alpha_k$  при этом равно  $\alpha_k^m$ .

Таким образом, массив  $n \times l$  коэффициентов  $\beta_{kq}$  содержит всю необходимую информацию, позволяющую рассчитать топологические координаты сложной дифракционной решетки в заданной области волновода. Расчет состоит из двух этапов. На первом этапе, используя исходную систему уравнений (1) — (3), рассчитываются координаты  $R_i^m$  реперных точек проектируемой структуры, коэффициенты полиномов штриха  $\alpha_k^m$  и полиномов номера штриха  $\beta_{kq}$ . На втором этапе по формулам (4), (5) проводится расчет топологических координат структуры.

Предложенный метод расчета был реализован при проектировании фокусирующих дифракционных решеток, предназначенных для ввода/вывода излучения из диффузного волновода на ниобате лития. Апертура решетки 3 мм, длина 1,5 мм, число штрихов 1715. Число реперных точек по штриху и реперных штрихов 6. Расчет проведен на персональном компьютере типа IBM PC/AT-286. Среднее время расчета координат реперной точки  $\sim 10$  с. Время расчета топологической координаты по коэффициентам  $\beta_{kq} \sim 10^{-3}$  с. Выигрыш во времени, таким образом, составил  $\sim 10^4$  раз. Сравнение значений координат, полученных численным решением исходной системы уравнений и с использованием полинома номера штриха, показало, что при выбранной сетке реперных точек абсолютное отклонение не превышает сотых долей микрона. Это достаточно при экспонировании топологии на промышленных установках электронно-лучевой литографии типа ZBA-20, имеющих точность позиционирования электронного пучка  $\sim 5 \cdot 10^{-2}$  мкм.

Предложенный метод расчета реализован также при создании программного модуля, обеспечивающего процесс экспонирования дифракционных структур в режиме реального масштаба времени на установке SRM-12. Созданная программа позволила получить приемлемое время экспонирования дифракционных структур:

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hatacoshi G., Fujima H., Goto K. Waveguide grating lenses for optical couplers // Appl. Opt.—1984.—23, N 11.—P. 1749.
2. Hori Y., Sogawa F., Asakure H. et al. Fabrication of a focusing grating mirror by electron beam lithography // Appl. Opt.—1990.—29, N 17.—P. 2522.

3. Sogawa F., Hori Y., Kato M. Fabrication of aberration — free focusing grating couplers // Appl. Opt.—1990.—29, N 34.—P. 5103.
4. Ura S., Suhara T., Nishihara H., Koyama J. An integrated-optic disk pickup device // IEEE/OSA J. Lightwave Technol.—1986.—LT-4.—P. 913.
5. Suhara T., Nishihara H., Koyama J. High performance focusing grating coupler fabricated by electron-beam writing: Techn. Digest for Topical Meeting on Integrated and Guided-Wave Optics.—Wash.: Opt. Soc. Amer., 1984. (Paper THD4).

*Поступила в редакцию 5 июля 1993 г.*

---

---

---

**Реклама продукции в нашем журнале — залог Вашего успеха!**