

## О ВОЗБУЖДЕНИИ ТОНКОПЛЕНОЧНОГО ОПТИЧЕСКОГО ВОЛНОВОДА ПРИ ПАДЕНИИ СВЕТА ВБЛИЗИ НОРМАЛИ

С.В.Кудрявцев, И.И.Мохунь, М.О.Сопин

Черновицкий государственный университет им. Ю.Федьковича,  
274012, Черновцы, Украина  
(Поступило в Редакцию 23 июня 1994 г.)

В последнее время были получены экспериментальные результаты в области разработки прецизионных многофункциональных интегрально-оптических датчиков, работающих в режиме падения света вблизи нормали [1]. В то же время из теории антенн бегущей волны хорошо известен так называемый эффект нормали, заключающийся в резком ухудшении эффективности приема в направлении нормали к решетке. Основываясь на этом факте, авторы [2] предлагали для обеспечения оптимальной эффективности ввода не применять решетки с периодом гофра  $\Lambda$ , удовлетворяющим условию  $\Lambda = \lambda/n^*$  ( $n^*$  — эффективный показатель преломления волноводной моды). Между тем исследования аномального отражения света гофрированной пленкой при околонормальном падении излучения на нее [3] указывают на то, что ввод в пленку осуществляется достаточно эффективно. Таким образом, возникает вопрос о проведении количественных оценок эффективности ввода  $\nu$  для волноводных гофрированных структур с периодом гофра  $\Lambda \approx \lambda/n^*$ .

В настоящей работе методом зигзагообразных волн [4] предлагается решение задачи о вводе излучения в пленку с периодом гофрирования, близким к брэгговскому  $\Lambda \approx \lambda/n^*$ .

При нормальном падении плоской монохроматической  $TE$ -волны на гофрированную поверхность волновода в пленке одновременно возбуждаются две моды, распространяющиеся в противоположных направлениях и взаимодействующие между собой во втором порядке дифракции. Представим падающую волну набором  $N$  лучей с единичной амплитудой поля в каждом из них, отстоящих друг от друга на расстояние  $l$ . Гофрирование положим синусоидальным. Обозначим через  $A_s^\pm$  амплитуды волн, распространяющихся в положительном (знак "+") и отрицательном (знак "-") направлениях оси  $Oz$  на  $s$ -м участке пленки в отсутствие брэгговской связи между ними. Тогда, согласно [5], для  $A_s^+$  имеет место

$$A_s^+ = a_{+1} e^{i(s-1)k n_+^* l} \frac{1 - e^{(1\delta_+ - \eta/2)s}}{\eta/2 - i\delta_+}. \quad (1)$$

Нетрудно записать аналогичное выражение для  $A_s^-$

$$A_s^- = a_{-1} e^{i(1-s)k n_-^* l} \frac{1 - e^{(1\delta_- - \eta/2)(N-s+1)}}{\eta/2 - i\delta_-}. \quad (2)$$

Здесь  $a_{\pm 1}$  — относительная амплитуда волны  $\pm 1$ -го порядка, возникшей в пленке в результате падения света из воздуха на решетку;  $n_{\pm}^* = \pm n^*$  — эффективные показатели преломления мод;  $\delta_{\pm}$  — расстройки от условия точного резонанса для каждой из мод;  $\eta$  — дифракционная эффективность гофра;  $k = 2\pi/\lambda$  — модуль волнового вектора. Волна  $A_s^-$  по мере распространения в пределах дифракционной решетки образует в результате брэгговской дифракции в  $-2$ -м порядке переотраженную волну, волновой вектор которой совпадает с волновым вектором волны  $A_s^+$ . Для амплитуды суммарной волны, распространяющейся в положительном направлении оси  $Oz$ , используя технику суммирования лучей [4], нетрудно получить выражения

$$A_s^{+'} = A_s^+ + e^{i\varphi^-} a_{-2} \sum_{p=1}^s A_{p+1}^- \left( e^{i\varphi^+} R_g \right)^{s-p}, \quad s = \overline{1, N-1},$$

$$A_N^{+'} = A_N^+ + e^{i\varphi^-} a_{-2} \sum_{p=1}^{N-1} A_{p+1}^- \left( e^{i\varphi^+} R_g \right)^{N-p}, \quad s = N, \quad (3)$$

где штрих указывает на учет брэгговской связи между волнами.

Таким же образом можно получить выражения для амплитуды суммарной волны, распространяющейся в отрицательном направлении оси  $Oz$ ,

$$A_s^{-'} = A_s^- + e^{i\varphi^+} a_{-2} \sum_{p=1}^{N-s+1} A_{s+p-2}^+ \left( e^{i\varphi^-} R_g \right)^{p-1}, \quad s = \overline{2, N},$$

$$A_1^{-'} = A_1^- + e^{i\varphi^+} a_{-2} \sum_{p=1}^{N-1} A_p^+ \left( e^{i\varphi^-} R_g \right)^p, \quad s = 1. \quad (4)$$

Здесь  $\varphi^{\pm}$  — набег фазы в положительном (отрицательном) направлении  $Oz$  на зигзагообразном пути, заключенном между двумя соседними точками поворота;  $R_g$  — коэффициент отражения от верхней гофрированной границы;  $a_{-2}$  — относительная амплитуда дифрагированной волны  $-2$ -го порядка в пленке.

Мощность двух противоположно распространяющихся волн на произвольном участке волновода запишется [4]

$$I_s = |A_s^{+'}|^2 - |A_s^{-'}|^2. \quad (5)$$

Подставляя в правые части выражений для амплитуд связанных волн (3) и (4) значения амплитуд свободных волн из (1) и (2) и производя суммирование, нетрудно по формуле (5) найти мощность, переносимую в пленке.

Эффективность ввода определяется как отношение вводимого в линию (негофрированный участок) потока энергии к потоку, падающему

на гофрированный участок [5]. Итак, эффективность ввода в правую линию можно рассчитать по формуле

$$\nu_N = \frac{P_N}{P_{in}} = \frac{2I_N h^* n_0 \sin \theta_0}{n_2 L \cos \theta_2}, \quad (6)$$

где  $h^*$  — эффективная толщина волновода,  $L$  — длина гофрированного участка,  $\theta_0$  — угол распространения моды в пленке,  $\theta_2$  — угол падения излучения на гофр.

Наконец выразим расстройки  $\delta_{\pm}$  через отклонение  $\Delta\Lambda$  периода гофра от брэгговского значения и расстройку  $\Delta\theta_2$  по углу ввода. Такое разделение расстроек является необходимым, так как технологически невозможно получить решетку с периодом, точно удовлетворяющим условию Брэгга; угол ввода можно менять в ходе эксперимента. Запишем условие ввода в  $\pm 1$ -м порядке дифракции  $n_2 \sin \theta_2 = \tilde{n}_{\pm}^* \mp \lambda/\Lambda$ . Здесь  $\tilde{n}_{\pm}^*$  — возмущенные (т.е. вычисленные в присутствии гофра) значения эффективных показателей преломления мод. Отсюда  $\Delta n_{\pm}^* = \pm \lambda/\Lambda - \tilde{n}_{\pm}^* + n_2 \sin \theta_2$ , или  $\Delta n_{\pm}^* = \mp (\lambda/\Lambda^2) \Delta\Lambda \pm |\operatorname{Re} \delta n^*| + n_2 \cos \theta_2 \Delta\theta_2$  ( $\operatorname{Re} \delta n^*$  — действительная часть возмущенной поправки). Сразу видно, что за счет расстройки по углу невозможно добиться выполнения условия резонанса одновременно для обеих мод. Воспользовавшись соотношением [5]  $\delta_{\pm} = -(2h^* k n_{\pm}^* \Delta n_{\pm}^* / (n_0^2 - n_{\pm}^{*2})^{1/2})$ , нетрудно получить окончательный результат.

На рис. 1 приведены результаты численных расчетов зависимости эффективности ввода в правую линию от угла падения излучения на волновод для одной и той же волноводной структуры при различных

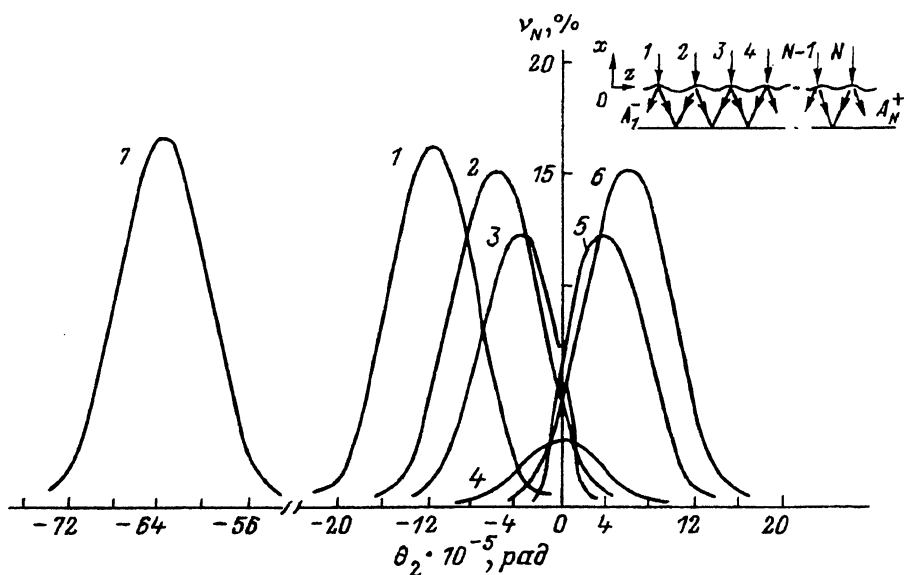


Рис. 1. Зависимость эффективности ввода  $\nu_N$  от угла падения  $\theta_2$  для различных гофрирований.

$\Delta$ : 1 —  $|\operatorname{Re} \delta n^*|$ , 2, 3 —  $0.5|\operatorname{Re} \delta n^*|$ , 4 —  $|\operatorname{Re} \delta n^*|$ , 5 —  $1.5|\operatorname{Re} \delta n^*|$ , 6 —  $2|\operatorname{Re} \delta n^*|$ , 7 —  $10|\operatorname{Re} \delta n^*|$ .

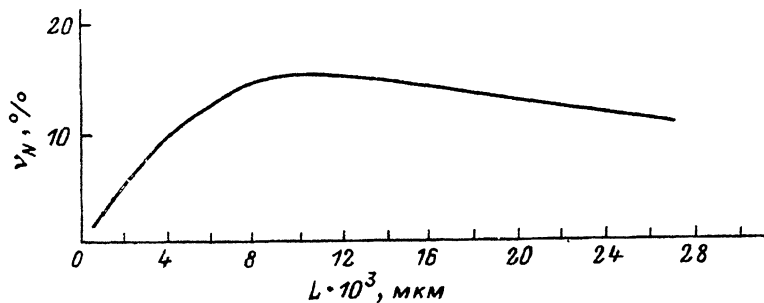


Рис. 2. Зависимость эффективности ввода от длины решетки.

расстройках  $\Delta \equiv (\lambda/\Lambda^2)\Delta\Lambda$  периода гофрирования от брэгговского. В качестве структуры использовалась GaAs пленка. При этом  $n_2 = 1$  (воздух),  $n_0 = 3.628$  (пленка),  $n_1 = 3.546$  (подложка), глубина гофрирования  $\sigma = 0.01$  мкм, толщина пленки  $h = 0.88$  мкм, длина волны света  $\lambda = 1$  мкм, длина решетки  $L = 10^4$  мкм. Кривая 2 соответствует случаю строгого равенства  $\Lambda = \lambda/n^* = 0.27762$  мкм. Наихудшая эффективность будет для решеток с таким  $\Lambda$ , при котором для обеих мод одновременно выполняется условие резонанса (кривая 4). Для сравнения приведена кривая 7, описывающая эффективность возбуждения одномодовой структуры.

На рис. 2 приведена оптимизация длины гофрированного участка для брэгговской решетки. Во всех расчетах предполагалось, что длина решетки равна диаметру светового пучка. Относительные амплитуды волн  $a_{\pm 1}$ ,  $a_{-2}$  и  $R_g$  брались из решения задачи о дифракции света на синусоидальной решетке [3]. Заметим, что учет многократных переотражений, очевидно, не приведет к качественно иным результатам, так как в выражениях для амплитуд появляются дополнительные члены, достаточно быстро убывающие с расстройкой.

Таким образом, теоретические оценки показывают, что в гофрированный диэлектрический волновод, работающий в режиме околонормального падения света, можно достаточно эффективно вводить излучение. Предложенную модель возможно использовать для качественного анализа и количественных оценок эффективности возбуждения интегрально-оптических структур с периодом гофрирования, близким к брэгговскому:  $\Lambda \approx \lambda/n^*$ .

Авторы благодарят В.А.Сычугова за внимание и полезные дискуссии.

### Список литературы

- [1] Конопальцева Л.И., Кудрявцев С.В., Мохунь И.И. // Тез. докл. XIV Междунар. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Л., 1991. Т. 1. С. 196-197.
- [2] Аникин И.А., Горобец А.Л., Овчаренко О.Н., Осовицкий А.Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. № 10. С. 2035-2040.
- [3] Аверуцкий И.А., Сычужов В.А., Тищенко А.В. // Тр. ИОФ АН. М., 1991. Т. 34.
- [4] Введение в интегральную оптику / Под ред. М. Барноски. М.: Мир, 1977.
- [5] Сычужов В.А., Тищенко А.В. Препринт ИОФ АН СССР. М.: 1990. № 88. 23 с.