

07; 09

© 1991 г.

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПАДАЮЩЕГО ГАУССОВА ПУЧКА СВЕТА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГОФРИРОВАННОГО ВОЛНОВОДА

М. С. Климов, В. А. Сычугов, А. В. Тищенко

Рассмотрен процесс возбуждения гофрированного волновода на полубесконечной дифракционной решетке гауссовым пучком света в общем случае неколлинеарного падения излучения. Показано, что существует оптимальная поляризация падающего излучения, при выборе которой достигается максимальная эффективность возбуждения волноводной моды. Из приведенных расчетов следует, что на практике для возбуждения волновода вместо эллиптически поляризованного можно использовать линейно поляризованное излучение.

Введение

Одной из практически важных задач интегральной оптики является нахождение эффективности возбуждения оптического волновода с помощью дифракционной решетки на его поверхности в случае произвольной ориентации волнового вектора падающей (возбуждающей) волны и вектора решетки. Ранее подобная задача решалась для случая компланарности этих векторов.

В настоящей работе при решении задачи об эффективности возбуждения гофрированного волновода используется подход, ранее изложенный в работе [1]. В основе этого подхода лежит предположение о том, что процесс возбуждения и распространения волноводной моды в гофрированном волноводе описывается уравнением

$$\frac{da(x, y)}{dx} = \beta \cdot f(x, y) - \alpha \cdot a(x, y), \quad (1)$$

где $a(x, y)$ — амплитуда волноводной моды, $f(x, y)$ — амплитуда падающей волны, β — амплитудный коэффициент связи, α — амплитудный коэффициент затухания моды в волноводе.

Условия оптимального возбуждения волноводной моды

В качестве критерия эффективности возбуждения волноводной моды η гауссовым пучком света на гофрированной поверхности волновода выберем отношение полных потоков энергии в возбужденной моде (P_{TE} или P_{TM}) и в падающем пучке света P_0 . Поскольку возбуждаемая волноводная мода имеет TE - или TM -поляризацию, то, говоря об амплитуде моды, мы всегда будем иметь в виду поперечную составляющую E или H поля, а коэффициенты α и β обозначать соответствующими индексами. Для выделения поперечной составляющей электрического поля падающей и дифрагированной волн будем использовать «волну» над соответствующей амплитудой.

Рассмотрим случай возбуждения волноводной моды TE поляризации. Поток энергии волноводной моды равен

$$P_{TE} = \frac{c \cdot n_{эфф} \cdot h_{эфф}}{4 \cdot \pi} |\bar{a}_p|^2 \quad (2)$$

где $n_{эфф}$ и $h_{эфф}$ — эффективные показатель преломления и толщина волновода соответственно; \bar{a}_p — амплитуда волноводной моды, возбуждаемой в p -м порядке дифракции света на решетке.

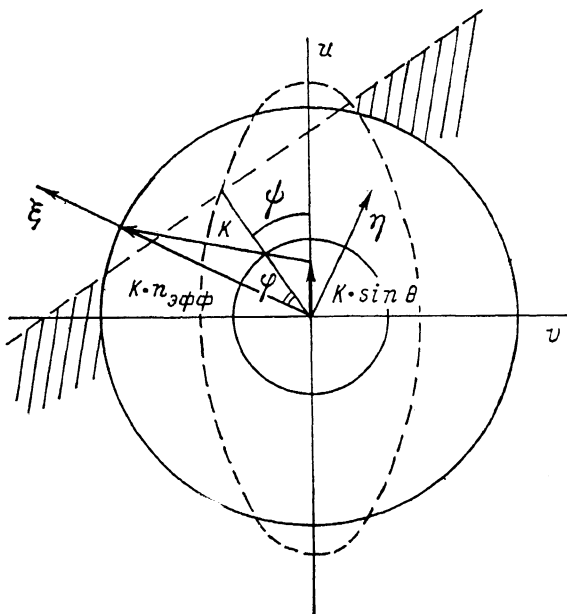


Рис. 1. Векторная диаграмма, описывающая процесс возбуждения волновода с помощью полубесконечной дифракционной решетки на его поверхности.

Штриховая линия — граница решетки и контур сечения падающего пучка плоскостью волновода; $K = 2\pi/\Lambda$, где Λ — период решетки; углы θ и ψ отсчитываются от нормали к границе решетки.

Полный поток энергии возбуждающей волны равен

$$P_0 = \frac{c}{8\pi} \int (n_2 \cdot |\bar{f}_0|^2 + |\bar{f}_0|^2/n_2) dS,$$

где n_2 — показатель преломления покровного слоя.

В результате эффективность возбуждения η_{TE} волноводной моды равна

$$\eta_{TE} = \frac{P_{TE}}{P_0} = \frac{2 \cdot n_{эфф} \cdot h_{эфф} \cdot |\bar{a}_p|^2}{\int (n_2 \cdot |\bar{f}_0|^2 + |\bar{f}_0|^2/n_2) dS}. \quad (3)$$

В случае возбуждения волноводной TM -моды

$$\eta_{TM} = \frac{P_{TM}}{P_0} = \frac{2 \cdot n_{эфф} \cdot h_{эфф} \cdot |a_p|^2}{n_0^2 \cdot \int (n_2 \cdot |\bar{f}_0|^2 + |\bar{f}_0|^2/n_2) dS}, \quad (4)$$

где n_0 — показатель преломления области решетки.

Рассмотрим возбуждение волноводной моды гауссовым пучком (рис. 1), падающим под углом θ и имеющим в плоскости $z=0$ распределение

$$\bar{f}_0(u, v) + f_0(u, v) = (\bar{f}_0 + f_0) \cdot \exp\{-(v^2 + u^2 \cdot \cos^2 \theta)/w^2\}. \quad (5)$$

Возбуждение моды происходит на полубесконечной дифракционной решетке. Угол между нормалью к границе решетки и плоскостью падения обозначим через Ψ , а угол между нормалью к границе и направлением распространения моды через φ .

Амплитуда поля возбуждаемой TE -моды, являющаяся решением уравнения (2), может быть записана в виде [2]

$$\bar{a}(\xi, \eta) = \exp(-\alpha_{TE}\xi) \cdot \int_{-\infty}^{\xi} \exp(\alpha_{TE}\xi') (\bar{f}_0(\xi', \eta) \cdot \bar{\beta}_{TE} + f_0(\xi', \eta) \cdot \beta_{TE}) d\xi'. \quad (6)$$

«Волна» над амплитудным коэффициентом связи β введена для выделения вклада TE -составляющей падающей волны в возбуждение моды.

После подстановки выражения (6) в (3) получаем, что эффективность возбуждения оказывается пропорциональной величине

$$\frac{|\bar{f}_0 \cdot \bar{\beta}_{TE} + f_0 \cdot \beta_{TE}|^2}{n_2 \cdot |\bar{f}_0|^2 + |f_0|^2/n_2}, \quad (7)$$

достигающей максимума при оптимальном соотношении амплитуд \bar{f}_0 и f_0 . Очевидно, что максимум числителя выражения (7) достигается при условии равенства аргументов слагаемых

$$\text{Arg}(\bar{f}_0 \cdot \bar{\beta}_{TE}) = \text{Arg}(f_0 \cdot \beta_{TE}), \quad (8)$$

при этом получаем, что

$$\eta_{TE} \sim \frac{(|\bar{\beta}_{TE}| + |\beta_{TE}| \cdot |f_0|/|\bar{f}_0|)^2}{n_2 + |f_0|^2/(|\bar{f}_0|^2 \cdot n_2)}.$$

Условием максимума для последнего выражения является равенство

$$\frac{|f_0|}{|\bar{f}_0|} = n_2^2 \frac{|\beta_{TE}|}{|\bar{\beta}_{TE}|},$$

которое с учетом соотношения (8) преобразуется в окончательное условие оптимальной поляризации для возбуждения TE -моды,

$$\frac{f_0}{\bar{f}_0} = n_2^2 \frac{\beta_{TE}^*}{\bar{\beta}_{TE}^*}. \quad (9)$$

При возбуждении TM -моды можно получить аналогичное условие

$$\frac{f_0}{\bar{f}_0} = n_2^2 \frac{\beta_{TM}^*}{\bar{\beta}_{TM}^*}. \quad (10)$$

Звездочка означает комплексное сопряжение.

Для оценки эффективности ввода излучения в гофрированный волновод необходимо проинтегрировать поток энергии, переносимый волноводной модой через границу области с решеткой, удаленную от центра пучка на расстояние x_0 . Поскольку в общем случае получить аналитическое выражение для эффективности возбуждения волноводной моды нельзя, то была создана специальная программа, вычисляющая эффективность возбуждения волновода с произвольным профилем показателя преломления при падении гауссова пучка произвольной поляризации на дифракционную решетку с произвольным профилем штрихов.

Исследование условия оптимальной поляризации падающего пучка при возбуждения волноводной моды

В качестве конкретного примера рассмотрим процесс возбуждения основной моды пленочного волновода (показатель преломления волновода $n_0 = 1.66$, показатель преломления подложки $n_1 = 1.52$, показатель преломления покровного слоя $n_2 = 1$, глубина волновода $h = 0.5$ мкм) гауссовым пучком света (длина волны $\lambda = 0.6328$ мкм, угол падения $\theta = 45^\circ$) на дифракционной решетке с синусoidalным профилем штриха (период решетки $\Lambda = 0.6181$ мкм, высота штриха $d = 0.05$ мкм) в случае неколлинеарного падения (угол между плоскостью паде-

ния и штрихами решетки составлял 45° . Рассматривается возбуждение как TE -, так и TM -поляризованной моды.

Из выражений (9) и (10) следует, что для нахождения оптимальной поляризации падающего излучения необходимо определить вклады в значение амплитудного коэффициента связи β , вносимые TE - и TM -составляющими падающего излучения; при возбуждении TE -моды — $\tilde{\beta}_{TE}$ и β_{TE} соответственно, а при возбуждении TM -моды — $\tilde{\beta}_{TM}$ и β_{TM} . С этой целью рассчитывалось значение коэффициента β при возбуждении волноводной моды определенной поляризации падающим пучком, имеющим сперва TE -, а затем TM -поляризацию.

В результате при возбуждении TE -моды были получены следующие значения:

$$\begin{aligned}\tilde{\beta}_{TE} &= -1.397 \cdot 10^{-2} - i \cdot 5.981 \cdot 10^{-3} \\ \beta_{TE} &= -7.029 \cdot 10^{-3} - i \cdot 2.672 \cdot 10^{-3},\end{aligned}$$

а при возбуждении TM -моды такие:

$$\begin{aligned}\tilde{\beta}_{TM} &= -2.338 \cdot 10^{-3} + i \cdot 1.136 \cdot 10^{-2}, \\ \beta_{TM} &= -1.192 \cdot 10^{-2} - i \cdot 2.422 \cdot 10^{-2}.\end{aligned}$$

Тогда на основании выражения (9) при возбуждении TE -моды получаем

$$\frac{f_0}{\tilde{f}_0} = 0.494 \cdot \exp(i \cdot 0.040),$$

а для TM -моды

$$\frac{f_0}{\tilde{f}_0} = 2.326 \cdot \exp(-i \cdot 2.492). \quad (11)$$

Для общего случая эллиптически поляризованного падающего пучка e . TE - и TM -составляющие могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned}f_0 &= n_2 \sqrt{\frac{r^2 \cdot \sin^2 \gamma + \cos^2 \gamma}{1 + r^2}} \exp[\mp i \cdot \arctg(r \cdot \tg \gamma)], \\ \tilde{f}_0 &= \sqrt{\frac{\sin^2 \gamma + r^2 \cdot \cos^2 \gamma}{1 + r^2}} \exp[\mp i \cdot \arctg(r^2/\tg \gamma)],\end{aligned} \quad (12)$$

где r — отношение малой оси эллипса к большой, γ — угол между плоскостью падения и большой осью эллипса, верхний и нижний знаки в экспоненте соответствуют направлению вращения вектора E по часовой и против часовой стрелки соответственно.

Из выражений (11) следует, что при возбуждении TE -моды фаза TM -составляющей падающего пучка должна быть больше, чем фаза TE -составляющей; тогда из формул (12) вытекает, что оптимальное направление вращения в данном случае — против часовой стрелки. При возбуждении TM -моды оптимальным является вращение по часовой стрелке.

Оптимальные значения r и γ определяются из формул (12) с учетом значений (11).

Окончательно получаем, что при возбуждении TE -моды оптимальными являются следующие параметры падающего излучения: $r=0.125$, $\gamma=64.4^\circ$, вектор E вращается против часовой стрелки. При возбуждении TM -моды имеем $r=0.382$, $\gamma=168.7^\circ$, оптимальным является вращение по часовой стрелке.

На рис. 2 представлена зависимость эффективности возбуждения TE -моды в зависимости от угла поляризации при эллиптической (сплошная линия) и линейной (пунктирная линия) поляризациях падающего излучения. Под углом поляризации в случае эллиптической поляризации пучка будем понимать угол γ — угол между плоскостью падения и большой осью эллипса, а в случае линейной поляризации — угол между плоскостью падения и вектором E . Из рисунка видно, что при возбуждении TE -моды эллиптически и линейно поляризованным пучком света максимум эффективности возбуждения достигается практически при одном и том же угле поляризации, а значения эффективности различаются лишь на 0.01 %.

На рис. 3 представлена зависимость эффективности возбуждения TM -моды в зависимости от угла поляризации для эллиптической и линейной поляриза- ций падающего излучения. В отличие от предыдущего случая для TM -моды при эллиптической и линейной поляризациях падающего излучения максимум эф- фективности достигается при различных углах поляризации, отличающихся в данном конкретном случае на 8.7° . Максимальное значение эффективности при эллиптической поляризации пучка больше максимального значения эффе- ктивности при линейной поляризации на 1.7% .

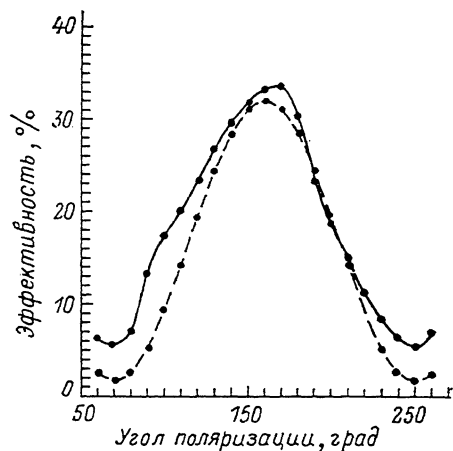
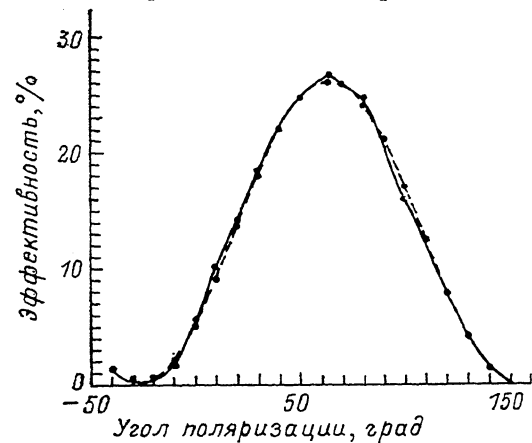


Рис. 2. Зависимость эффективности возбуждения TE -моды от угла поляризации при эллиптической (сплошная линия) и линейной (штриховая линия) поляризациях падающего излу- чения.

Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для TM -моды.

Анализ аналитических выражений для β , приведенных в работе [2] (формулы (52), (53), (74), (75)), показывает, что в случае градиентных волноводов и тонко- пленочных волноводов с малым скачком показателя преломления пленка— подложка Δn фаза отношения $\beta_{TE}^*/\beta_{TE}^*$ близка к нулю, а фаза отношения $\beta_{TM}^*/\beta_{TM}^*$ отлична от нуля. Поэтому при возбуждении TE -моды волновода оптимальной поляризацией падающего пучка является практически линейная поляризация, в то же время для TM -моды она должна быть эллиптической. По сути дела приведенные выше расчеты иллюстрируют это утверждение и показывают, что в некоторых ситуациях и в тонкопленочных волноводах с большим Δn это остается справедливым.

Выводы

Таким образом, для достижения максимальной эффективности возбуждения волноводной моды гауссовым пучком света необходимо на основании условий (9), (10) выбрать оптимальную поляризацию падающего излучения. Из приве- денных выше рассмотрений следует, что для возбуждения волновода вместо эллиптически поляризованного излучения можно использовать линейно поляри- зованное, так как разница максимальных значений эффективности возбуждения в этих случаях незначительна. На практике можно считать, что максимум эф- фективности в случае линейно поляризованного излучения достигается при угле между плоскостью падения и вектором E , равном углу γ , получаемому из выражений (9), (10), (12).

Список литературы

- [1] Прохоров А. М., Сычугов В. А., Тищенко А. В., Хакимов А. А. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. Вып. 23. С. 1409—1413.
 [2] Tischenko A. V., Sychugov V. A. Препринт ИОФАН СССР. № 332. М., 1987. 28 с.