

06;07

КОЛЛИНЕАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МОД ФОТОРЕФРАКТИВНОГО ПЛАНАРНОГО ВОЛНОВОДА

© Ю.В.Микляев

В последнее время наряду с исследованиями фоторефрактивного эффекта в объемных кристаллах значительный интерес вызывают проявления этого эффекта в волноводах [1]. Наибольшее внимание в этом отношении уделялось изучению планарных волноводов на основе LiNbO_3 , где запись осуществлялась за счет фотогальванического эффекта (ФГЭ). В этих волноводах рассматривалось как неколлинеарное взаимодействие (между модами, распространяющимися под некоторым углом друг к другу, см., например, [2]), так и коллинеарное [3,4]. В веществах, не обладающих ФГЭ, наблюдалась перекачка энергии между неколлинеарными модами [5,6]. Энергообмен в этих случаях осуществлялся за счет решетки показателя преломления, смещенной относительно поверхностей постоянной фазы, на которых разность фаз между модами кратна 2π .

В данном письме предлагается механизм энергообмена между коллинеарными модами разного индекса в фоторефрактивных волноводах, не обладающих ФГЭ, осуществляющийся за счет несмещенной компоненты решетки показателя преломления.

Рассмотрим взаимодействие двух мод планарного волновода с индексами m и n , распространяющихся в одном направлении и имеющих одинаковые поляризации. Уравнения связи для комплексных амплитуд A_m и A_n двух взаимодействующих мод, распространяющихся в направлении оси z , могут быть записаны в виде [7]

$$\frac{\partial A_m}{\partial z} = -iK_{mn}A_n \exp(-i\delta z), \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_n}{\partial z} = -iK_{nm}A_m \exp(i\delta z), \quad (2)$$

где $\delta = k_m - k_n$ — разность постоянных распространения двух мод, $K_{mn} = 0.5kn^3rh_m^{-1} \int E_m^* E_{sc} E_n dy$ — коэффициент связи двух мод, $k = 2\pi/\lambda$, λ — длина волны света в вакууме, n — показатель преломления волноводного слоя, r — коэффициент линейного электрооптического

эффекта, E_m, E_n — нормированные распределения полей мод: $\int E_m E_n dy = h_m \delta_{mn}$, ось y направлена перпендикулярно плоскости волновода, E_{sc} — поле пространственного заряда.

Зависимость коэффициента K_{mn} от координаты z можно представить в виде

$$K_{mn} = K_0 (A_m A^* \exp(i\delta z) + A_m^* A_n \exp(-i\delta z)) (|A_m|^2 + |A_n|^2)^{-1}. \quad (3)$$

Подставим выражение (3) для K_{mn} в уравнения (1)–(2) и сделаем замену $A_m = S \exp(-i\delta z)$, $A_n = P$. В приближении неистошающейся накачки P получим уравнение для амплитуды сигнала S .

$$\frac{\partial S}{\partial z} - i\delta S = -iK_0 (S|P|^2 + S^* P^2) |P|^{-2}. \quad (4)$$

Предполагая, что $S, S^* \propto \exp(\gamma z)$, находим коэффициент усиления

$$\gamma = \sqrt{\delta(2K_0 - \delta)}. \quad (5)$$

Следует отметить, что данный механизм энергообмена между модами волновода аналогичен механизму усиления сигнального пучка в объемном кристалле, распространяющегося по биссектрисе угла между двумя пучками накачки [8].

Нетрудно убедиться, что, для того чтобы коэффициент K_0 , пропорциональный интегралу перекрытия, был отличен от нуля, необходимо, чтобы поле E_{sc} имело несмещенную компоненту относительно распределения интенсивности $I(y)$, образуемого в результате интерференции двух мод.

Таким образом, при формировании поля E_{sc} на основе диффузии носителей заряда [9] или при помощи переменного поля с симметричной зависимостью от времени [11] энергообмен в данном случае будет отсутствовать, поскольку при этом решетка поля E_{sc} будет смещена по фазе относительно $I(y)$ на $\pi/2$ [10]. Кроме того, мы не можем осуществлять запись бегущей интерференционной картиной, что было использовано в работе [8], а также прикладывать к волноводу постоянное поле, поскольку из-за различия проводимости волноводного слоя (темновой и наведенной светом) и проводимости оболочки поле будет экранироваться.

Однако значительную амплитуду решетки E_{sc} , не смещенной относительно $I(y)$, можно получить при записи в переменном поле с асимметричной зависимостью от времени

[12]. Направление внешнего поля выбирается перпендикулярным плоскости волновода. Если зависимость внешнего поля от времени представить в виде

$$E_0(t) = \frac{E_0 \text{sign}(\cos(|\Omega t|))}{1 - x \text{sign}(\cos(\Omega t))}, \quad (6)$$

то амплитуда несмещенной компоненты решетки E_{sc} будет равна

$$\text{Re} E_{sc} = \frac{1}{1 + QS} \frac{2mE_0Q^2x}{(1 - x^2)^2 + 4Q^2x^2}, \quad (7)$$

где m — контраст интерференционной картины, $Q = E_0q\mu\tau$, q — пространственная частота, μ, τ — подвижность и среднее время жизни электрона в зоне проводимости, $S = E_0 \epsilon \epsilon_0 q / e N_a$, ϵ, ϵ_0 — диэлектрические проницаемости кристалла и вакуума соответственно, e — заряд электрона, N_a — концентрация акцепторов.

Сделаем оценку коэффициента усиления для волновода на основе $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ с использованием параметров объемного кристалла, приведенных в работе [8]: $r = 4.4 \cdot 10^{-12}$ м/В, $n = 2.62$, $\mu\tau = 0.9 \cdot 10^{-10}$ м²/В, $N_a = 2 \cdot 10^{22}$ м⁻³, $\epsilon = 56$. Амплитуда внешнего поля равна $E_0 = 8$ кВ/см. Рассмотрим волновод со ступенчатым профилем показателя преломления с разностью показателей преломления волновода и оболочки $\Delta n = 0.01$ и толщиной 20 мкм. Такая структура будет иметь по семнадцать направляемых ТЕ и ТМ мод. Коэффициенты взаимодействия мод ТЕ₀-ТЕ₁; ТЕ₁-ТЕ₂ и ТЕ₂-ТЕ₃ будут равны: $\gamma_{0,1} = 18.5$ см⁻¹, $\gamma_{1,2} = 18.4$ см⁻¹, $\gamma_{2,3} = 14.0$ см⁻¹. Для остальных ТЕ мод энергообмен будет отсутствовать.

Список литературы

- [1] *Photorefractive Materials, Effects and Devices PRM'93, Technical Digest of Topical Meeting* (Kiev, Ukraine, 93).
- [2] Иткин И.И., Шандаров С.М. // *Автометрия*. 1989. № 4. С. 72-77.
- [3] Иткин И.И., Шандаров С.М. // *Письма в ЖТФ*. 1990. Т. 16. В. 9. С. 84-88.
- [4] Kip D., Fink R., Bartholomäus, Krätzig E. // *Opt. Commun.* 1993. V. 95. P. 33-38.
- [5] Каргин Ю.Ф., Саликаев Ю.Р., Шандаров С.М., Писарь И.В. // *Письма в ЖТФ*. 1994. Т. 20. В. 24. С. 55-58.
- [6] Chauvet M., Herve D., Mainquet B., S. Salaun, Le Corre A., Viallet J.E. // "Photorefractive GaInAsP:Fe/InP:Fe semiconductor waveguide" in *Photorefractive Materials, Effects and Devices PRM'93. Technical Digest of Topical Meeting* (Kiev, Ukraine, 1993). P. 188-191.
- [7] *Интегральная оптика* / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1978. 344 с.
- [8] Jones D.C., Solymar L. // *Appl. Phys. B*. 1990. V. 50. P. 355-359.
- [9] *Photorefractive Materials and Their Applications I* / Eds Gunter P., Huignard J.-P. Springer-Verlag, Berlin; Heidelberg, 1988.

- [10] Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Когерентная оптика фоторефрактивных кристаллов. СПб.: Наука, 1992. 320 с.
- [11] Stepanov S.I., Petrov M.P. // Opt. Commun. 1985. V. 53. P. 292-295.
- [12] Dooghin A.V., Zel'dovich B.Ya. // Opt. Commun. 1993. V. 99. P. 221-224.

Лаборатория нелинейной
оптики,
Челябинский государственный
технический университет
Челябинск

Поступило в Редакцию
10 января 1996 г.