

типа, примерами которых служат известные уравнения Фишера и Колмогорова-Петровского-Пискунова.

В заключение отметим следующее. Широко распространено мнение, что макроскопически самодиффузию наблюдать нельзя, так как из-за тождественности молекул она не может проявиться ни при каком макроскопическом явлении. Для наблюдения самодиффузии надо как-то "пометить" часть молекул (см. стр. 347 в [8]). Из изложенного следует, что возможно наблюдение макроскопических проявлений самодиффузии, например, по затуханию звука, а также, разумеется, по спектрам рассеянного излучения.

### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] В а л а н д е р С.В. // ДАН СССР. 1951. Т. 78. С. 25.
- [2] С л е з к и н Н.А. // ДАН СССР. 1951. Т. 77. С. 205.
- [3] Ш а п о ш н и к о в И.Г. // ЖЭТФ. 1951. Т. 21. С. 1309
- [4] К а ц М. Несколько вероятностных задач физики и математики. М.: Наука, 1967.
- [5] К л и м о н т о в и ч Ю.Л. Статистическая физика. М.: Наука, 1982.
- [6] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [7] К л и м о н т о в и ч Ю.Л. // УФН. 1989. Т. 158. С. 59
- [8] С и в у х и н Д.В. Общий курс физики. Т. 11. М.: Наука, 1975.

Московский государственный  
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию  
23 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 9

12 мая 1990 г.

### КОЛЛИНЕАРНОЕ МЕЖМОДОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТЕ-ТМ В ПЛАНАРНОМ ВОЛНОВОДЕ $LiNbO_3:Ti:Fe$

И.И. И т к и н, С.М. Ш а н д а р о в

Преобразование мод ТЕ-ТМ, обусловленное фоторефрактивным эффектом, в полосковых волноводах  $LiNbO_3:Ti$  наблюдалось в работах [1, 2]. Волноводы  $LiNbO_3:Ti:Fe$  обладают более высокой фоторефрактивной чувствительностью и позволяют наблюдать такие эффекты, как межмодовое (ТЕ<sub>м</sub>-ТЕ<sub>н</sub>) рассеяние голографического типа [3]. В настоящей работе изучены особенности взаимодействия коллинеарно распространяющихся в планарном волноводе  $LiNbO_3:Ti:Fe$  Y-среза мод ТЕ<sub>3</sub> и ТМ<sub>3</sub> ( $\lambda=0,63$  мкм) при котором формируется планарная голографическая решетка (ГР) и наблюдается перекачка световой мощности из моды ТМ<sub>3</sub> в моду ТЕ<sub>3</sub>.

Особенностью данного волновода, методика изготовления и основные параметры которого приведены в работе [3], является вы-

сокая темновая проводимость  $\sigma_T$ . Она обусловлена значительной концентрацией  $Fe$  (около 1 вес. %) в волноводном слое, и убывает с удалением от поверхности  $y=0$ . Для мод  $TE_3$  и  $TM_3$ , имеющих эффективные толщины  $h_1=5.7$  мкм и  $h_2=6.2$  мкм,  $\sigma_T$  существенно превышает фотопроводимость, но позволяет формировать планарные ГР с дифракционными эффективностями более 10% [4]. В исследуемом образце измеренные значения коэффициентов затухания  $\alpha_1=0.4$  см $^{-1}$ ,  $\alpha_2=0.7$  см $^{-1}$  для мод  $TE_3$ ,  $TM_3$  с эффективными показателями преломления  $n_1^*=2.2254$ ,  $n_2^*=2.2833$ , существенно различаются. Формируемая данными модами ГР имеет период  $\Lambda=7.4$  мкм.

Уравнения для комплексных амплитуд взаимодействующих мод  $C_1(x)$  и  $C_2(x)$  в планарном волноводе с фоторефрактивной нелинейностью могут быть получены в виде

$$\begin{cases} \frac{dC_1}{dx} = -i\gamma^* \sqrt{\frac{h_2}{h_1}} |C_2|^2 C_1 - \alpha_1 C_1 \\ \frac{dC_2}{dx} = -i\gamma \sqrt{\frac{h_1}{h_2}} |C_1|^2 C_2 - \alpha_2 C_2 \end{cases} \quad (1)$$

От аналогичных уравнений для взаимодействия волн в объемных средах [5] система (1) отличается тем, что константа связи учитывает перекрытие полей взаимодействующих мод с наведенными ими оптическими неоднородностями.

В планарных волноводах, сформированных на  $Y$ -срезу  $LiNbO_3$ , возможно взаимодействие  $TE$  и  $TM$  мод, распространяющихся в направлении  $X$ . В этом случае, в отличие от объемной среды, вклад в формирование наведенного поля ГР (вектор ГР  $\vec{K}_p \parallel OX$ ) будут давать как токи вдоль  $\vec{K}_p$ , так и по нормали к волноводному слою [6]. Для фотогальванического механизма нелинейности [5] имеем  $\delta_1 \sim \beta_{15} E_3^{TE} E_1^{TM*}$ ,  $\delta_2 \sim \beta_{24} E_3^{TE} E_2^{TM*}$ , где  $\beta_{15}$  и  $\beta_{24}$  — компоненты фотогальванического тензора. Величина константы связи  $\gamma$  определяется также свертками  $(E_3^{TE} \Delta \epsilon_{31} E_1^{TM}) \sim r_{51} \mathcal{E}_1$ ,  $(E_3^{TM} \Delta \epsilon_{32} E_2^{TM}) \sim r_{42} \mathcal{E}_2$ , где  $\Delta \epsilon_{mn}$  — наведенные светом возмущения тензора диэлектрической проницаемости,  $r_{mn}$  — электрооптические постоянные. Вклад в  $\Delta \epsilon_{mn}$  дают в волноводе две компоненты наведенного электрического поля  $\mathcal{E}_1$  и  $\mathcal{E}_2$  [6].

Точный расчет коэффициента связи возможен для волноводов со ступенчатым профилем показателя преломления  $n(y)$  и фотогальванически активной примеси  $N(y)$  [6]. Анализ показывает, что в таких волноводах основной вклад в  $\gamma$  дают составляющие тока  $\delta_2$  и наведенного поля  $\mathcal{E}_2$ , ортогональные вектору решетки и направленные по нормали к поверхности волновода. Это качественно отличает рассматриваемые взаимодействия от процессов в объемных средах, где вклад в формирование ГР плоскими световыми волнами дает только составляющая тока, направленная по вектору  $\vec{K}_p$  [5]. Изученное в работе [1] преобразование мод  $TE$ - $TM$

полоскового волновода обусловлено токами и наведенными компонентами электрического поля, ортогональными  $K\rho$ , но тангенциальными к поверхности подложки.

Волноводы на ниобате лития, обладающие хорошими фоторефрактивными свойствами ( $LiNbO_3:Fe$ ,  $LiNbO_3:Ti:Fe$ ) имеют профили  $n(y)$  и  $N(y)$ , существенно отличающиеся от ступенчатого. Точный расчет параметров градиентных волноводов затруднен, поэтому для них целесообразно пользоваться понятиями эффективных констант [7]. Основные закономерности межмодовых взаимодействий в волноводах со ступенчатым профилем и градиентных структурах сохраняются, поэтому в эффективной константе связи  $\tilde{\gamma}$  достаточно учесть вклад тока  $\delta_2$  и наведенного поля  $\mathcal{E}_2$ . Принимая также темновую проводимость  $\tilde{\sigma}_T$  существенно превышающей фотопроводимость, эффективную константу  $\tilde{\gamma}$  представим в виде

$$\tilde{\gamma} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{n_o^2 n_e^2 r_{42}}{\sqrt{n_1^* n_2^* h_1 h_2} \alpha} \cdot \frac{\tilde{\beta}_{24}}{\tilde{\sigma}_T} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tilde{\tau}}\right) \right]. \quad (2)$$

Здесь  $n_o$ ,  $n_e$  - показатели преломления кристалла;  $n_1^*$ ,  $n_2^*$  - эффективные показатели преломления мод;  $\tilde{\tau} = \epsilon_{22}^S / \tilde{\sigma}_T$  - время максвелловской релаксации.

В кристаллах симметрии  $3m$  компонента  $\beta_{24}$  имеет симметричную и антисимметричную составляющие [8], поэтому константа связи здесь является комплексной ( $\gamma = \gamma' + i\gamma''$ ). Как известно [7], мнимая часть  $\gamma''$  определяет перекачку мощности между взаимодействующими модами. Анализ перекачки мощности для стационарного режима ( $t \gg \tau$ ) проводился нами на основе численного интегрирования системы уравнений (1). На рис. 1 приведены расчетные зависимости нормированных мощностей волноводных мод  $P_1(x)/P_{10}$  и  $P_2(x)/P_{20}$  для волновода  $LiNbO_3:Ti:Fe$ , параметры которого указаны выше. Мощности входных пучков принимались равными  $P_{10} = 1$  мВт (мода TE),  $P_{20} = 1.7$  мВт (мода  $TM_3$ ), апертура  $a = 0.4$  мм, что соответствовало условиям описанного ниже эксперимента. Расчеты проведены для двух значений мнимой части  $\tilde{\gamma}''$ , а ее знак в соответствии с данными для  $LiNbO_3:Fe$  [7] считался отрицательным. На рис. 1 представлены также зависимости  $P_i(x)/P_{i0}$  для  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ . Как следует из рис. 1, в данном волноводе возможно усиление моды TE при достаточно больших значениях  $\tilde{\gamma}''$  для некоторых длин взаимодействия. Затухание волноводных мод существенно изменяет картину перекачки мощности между ними.

Модуль константы связи  $|\tilde{\gamma}|$  определяет эффективность дифракции на ГР [7], которая может быть найдена в аналитическом виде. Для этого будем считать ГР заданной, принимая в исходной системе (1)  $|C_2|^2 C_1 = (C_1^0 C_2^{0*}) C_2$ ;  $|C_1|^2 C_2 = (C_1^{0*} C_2^0) C_1$ ;  $C_{1,2}^0 = C_{1,2}(0) \exp(-\alpha_{1,2} x)$ . Решение выражается с помощью комбинации функций Бесселя первого рода  $J_\nu$  дробного порядка  $\nu = \alpha_1 / (\alpha_1 + \alpha_2)$

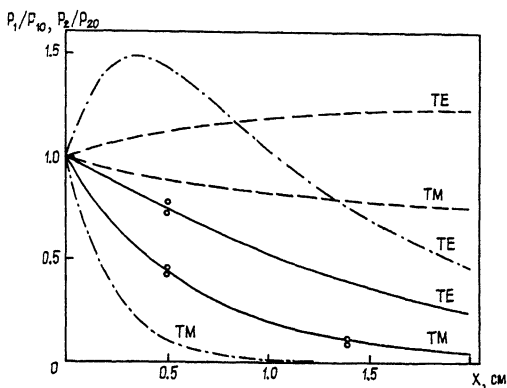


Рис. 1. Зависимость нормированной выходной мощности волноводных мод  $TE_3$ ,  $TM_3$  от длины взаимодействия: сплошные линии -  $\alpha_1 = 0.4 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 0.7 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tilde{y}'' = -0.21 \text{ м/Вт}$ ; пунктир -  $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ ,  $\tilde{y}'' = -0.21 \text{ м/Вт}$ ; штрих-пунктир -  $\alpha_1 = 0.4 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 0.7 \text{ см}^{-1}$ ,  $\tilde{y}'' = -2.1 \text{ м/Вт}$ .

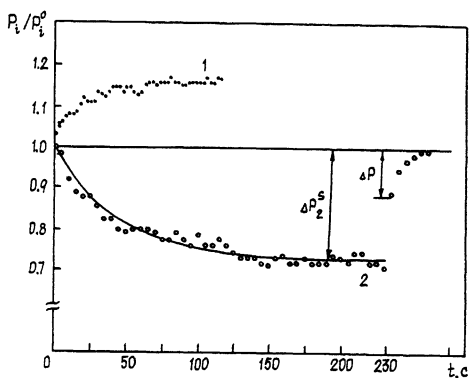


Рис. 2. Экспериментальная кинетика процесса перекачки мощности волноводных мод  $TE_3$  (1) для  $x_1 = 0.5 \text{ см}$  и  $TM_3$  (2) для  $x_2 = 1.4 \text{ см}$ .

$$\eta = \frac{P_2}{P_{10}} = \frac{AJ_y(b \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)X]) - J_y(b \exp[-(\alpha_1 + \alpha_2)X])}{AJ_{(1+y)} + J_{(1-y)}(b)} \exp[-2(\alpha_1 + \alpha_2)X], \quad (3)$$

где  $A = J_{-y}(b)/J_y(b)$ ;  $b = |\tilde{y}''| C_1(0)C_2(0)/(\alpha_1 + \alpha_2)$ . Сложный вид выражения обусловлен различием коэффициентов затухания взаимодействующих мод.

Экспериментально исследовались коллинеарные межмодовые процессы на длинах взаимодействия  $x = 0.5 \text{ см}$  и  $x = 1.4 \text{ см}$ .

Входные пучки фокусировались сферической линзой с фокусным расстоянием  $f=46$  см. Ввод и вывод излучения осуществлялся призмами из титаната стронция.

С момента включения пучков  $t=0$  наблюдалась перекачка мощности из моды  $TM_3$  (рис. 2) и ко времени  $t=150$  с она достигла  $\sim 30\%$  от  $P_2^0$  ( $t=0$ ) при длине взаимодействия  $x=1.4$  см. Временная зависимость хорошо аппроксимировалась функцией  $\Delta P_2 = \Delta P_2^0 [1 - \exp(-t/\tilde{\tau})]$  с  $\tilde{\tau}=42$  с. Направление перекачки от моды  $TM_3$  к  $TE_3$  указывает на то, что  $\tilde{\gamma}'' < 0$ . Экспериментальные значения, характеризующие величину перекачки в стационарном режиме, представлены точками на рис. 1 и хорошо соответствуют расчетным кривым для  $\tilde{\gamma}'' = -0.21$  м/Вт. В момент времени  $t=230$  с (рис. 2) пучок, возбуждающий  $TE$ -моду, был выключен, и по перепаду мощности  $TM$ -волны  $P$  была определена эффективность дифракции  $\eta = 10\%$ . Из этой величины по формуле (3) найден модуль константы связи  $|\tilde{\gamma}'| = 1.4$  м/Вт.

Используя найденные значения  $\tilde{\gamma}''$ ,  $|\tilde{\gamma}'|$ ,  $\tilde{\tau}$  и материальные константы  $LiNbO_3$  [9], мы вычислили темновую проводимость  $\tilde{\sigma}_T = 6 \cdot 10^{-12}$  Ом $^{-1}$ .м $^{-1}$  и фотогальваническую постоянную  $\tilde{\beta}_{24} = (3.5-10.5) \cdot 10^{-13}$  А/Вт, величина которой соответствует известным оценкам для  $\lambda=0.63$  мкм [10].

Исследованный тип планарного взаимодействия не имеет объемного аналога, так как обусловлен составляющими фотогальванического тока и наведенного поля, направленными по нормали к волноводному слою. Он может быть использован для усиления и преобразований световых пучков в планарных волноводах.

Авторы благодарят С.Г. Одулова и В.М. Шандарова за участие в полезных обсуждениях результатов работы.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Б о ж е в о л ь н ы й С.И., З о л о т о в Е.М., К а з а н с к и й П.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. № 11. С. 690-692.
- [2] W a t h e r С., G ü n t e r Р. Proc. Int. Symp. Science and Technology. Erice, 6-17 July 1986 Berlin, 1987, p. 381-384.
- [3] Н о в и к о в А.Д., О д у л о в С.Г., Ш а н д а р о в В.М., Ш а н д а р о в С.М. // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 8. С. 1604-1606.
- [4] Ш а н д а р о в В.М., Ш а н д а р о в С.М. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 1. С. 48-51.
- [5] О д у л о в С.Г., С т у р м а н Б.И. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. С. 2016-2033.
- [6] И т к и н И.И., Ш а н д а р о в С.М. // Автометрия. 1989. № 4. С. 72-77.
- [7] N i s i u s J.P., K r ä t z i g E. // Solid State Commun. 1985. V. 53. N 9. P. 743-746.

- [8] Стурман Б.И. // Квантовая электроника. 1980. Т. 7. № 3. С. 483-488.
- [9] Акустические кристаллы / Под редакцией М.П. Шаскольской М.: Мир, 1982. 632 с.
- [10] Кухтарев Н.В., Семенец Т.И. // Украинский физический журнал. 1986. Т. 31. № 12. С. 1800-1807.

Поступило в Редакцию  
3 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 9

12 мая 1990 г.

06.3; 07

© 1990

ОПТИЧЕСКИЙ ВОЛНОВОД НА ОСНОВЕ СТРУКТУРЫ  $Si-SiO_2$

**В.И. Аникин**, П.М. Житков

В последние годы проявляется повышенный интерес к оптическим волноводным структурам на подложках из кремния. Создание таких структур позволяет осуществить интеграцию электронных и оптических компонентов на единой подложке. Волноводные структуры на кремниевых подложках, в которых в качестве волноводного слоя используется двуокись кремния ( $SiO_2$ ), обладают крайне низкими оптическими потерями в широком спектральном диапазоне, позволяют обеспечить эффективную стыковку с оптическим волокном [1]. Методы, применяемые для изготовления этих волноводных структур, такие как термическое окисление кремния [2], осаждение из газовой фазы [2], гидролиз в пламени [3] являются высокотемпературными процессами (температура осаждения двуокиси кремния 450-1250 °С), что ограничивает область их применения при создании интегральных оптоэлектронных схем. Известные низкотемпературные методы получения двуокиси кремния, такие, например, как ВЧ распыление (температура осаждения < 200 °С), применялись только для изготовления гомогенных волноводных структур на подложках из плавленого кварца [4, 5]. В настоящей работе исследуется возможность применения ВЧ реактивного распыления для получения оптических волноводов из  $SiO_2$  на кремниевых подложках.

При создании волновода из двуокиси кремния (показатель преломления  $SiO_2$  на длине волны 0.6328 мкм равен 1.4573) для уменьшения потерь энергии волноводных волн в кремниевой подложке (комплексный показатель преломления кремния  $3.85-jx0.02$ ) между ней и волноводным слоем необходимо формировать буферный слой, изготовленный, например, из той же двуокиси кремния с более низким, чем у волноводного слоя, показателем преломления. На рис. 1 в качестве примера приведены расчетные зависимости