

КОЛЛИНЕАРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ
ОРТОГОНАЛЬНО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
ВЫТЕКАЮЩИХ МОД В ВОЛНОВОДЕ
 $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu} : \text{Ti}$

© Ю.А.Соломонов, С.М.Шандаров, В.М.Шандаров

Фоторефрактивные волноводы на основе ниобата лития перспективны для применения в планарных устройствах оптической памяти, для обращения волнового фронта и усиления когерентных световых пучков. Легирование подложки или волноводного слоя соответствующими примесями металлов Fe или Cu существенно повышает фоторефрактивную чувствительность приборов на ниобате лития [1-3]. Однако при большой концентрации фоторефрактивной примеси оптические потери в волноводе достигают больших значений и не позволяют использовать обычную двухпризменную методику [1,2] наблюдения двухволновых и четырехволновых взаимодействий. В работе [1] для исследования фоторефрактивных эффектов в планарном волноводе $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu} : \text{Ti}$ с большими оптическими потерями был использован однопризменный метод ввода-вывода излучения в волноводный слой. В этом случае во взаимодействии участвуют вытекающие моды в структуре "волновод-призма связи".

В настоящей работе представлены результаты первого, насколько нам известно, наблюдения коллинеарного взаимодействия вытекающих мод TE_0 и TM_0 на фоторефрак-

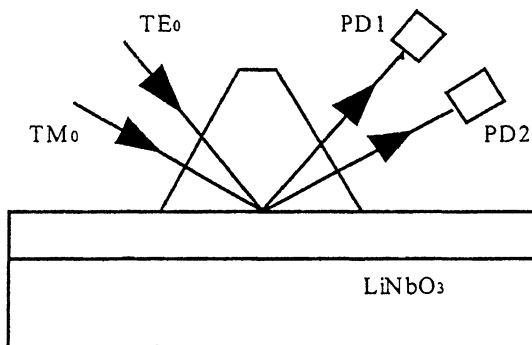


Рис. 1. Однопризменный метод двухволнового взаимодействия.

тивной решетке в волноводе $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu} : \text{Ti}$ на длине волны $\lambda = 514 \text{ нм}$. В экспериментах использовался волновод на Y -срезе ниобата лития, в котором с помощью призмы связи из титаната стронция возбуждались вытекающие моды вдоль оси X кристалла.

Оптический волновод формировался высокотемпературной диффузией ($T = 1000^\circ \text{C}$) Ti из пленки толщиной 20.0 нм в подложку Y -ориентации кристалла LiNbO_3 , легированного в процессе роста фоторефрактивной примесью Cu ($0.6 \text{ вес.}\%$). Время диффузии Ti составило 6 ч . При исследовании волноводных свойств было получено, что на длине волны $\lambda = 633 \text{ нм}$ (двухпризменный метод) и $\lambda = 514 \text{ нм}$ (однопризменный метод) в волноводе возбуждаются только TE_0 - и TM_0 -моды. Оптические потери для $\lambda = 514 \text{ нм}$ в подложке $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$ были настолько велики, что при нормальном падении на нее (при толщине 2 мм) световой пучок полностью поглощался.

Схема эксперимента по наблюдению коллинеарного TE_0 - TM_0 взаимодействия представлена на рис. 1. Мы использовали зеленую линию ($\lambda = 514 \text{ нм}$) ионного аргонового лазера и пучки с апертурой $a = 0.15 \text{ мм}$ и ортогональными поляризациями, формируемые с помощью делительного кубика, отражательных призм, пластинки из оптически активного кристалла $\text{Vi}_{12}\text{SiO}_{20}$ и сферических линз с фокусными расстояниями $f = 60 \text{ см}$. Призма связи из SrTiO_3 со сферическим основанием обеспечивала эффективность возбуждения вытекающих мод $\eta_c \approx 0.4$. Мощности световых пучков измерялись с помощью калиброванного фотодиода PD .

Экспериментальные исследования перекачки световой мощности между TE_0 - и TM_0 -модами при коллинеарном взаимодействии проводились для пучков с мощностями $P_{\text{TE}} \approx 0.4 \text{ мВт}$ и $P_{\text{TE}} \approx 0.1 \text{ мВт}$ внутри волноводного слоя. С

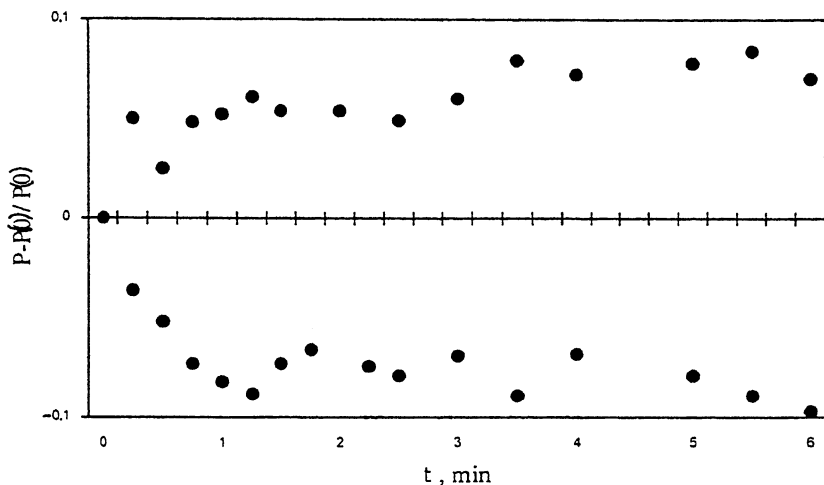


Рис. 2. Кинетика перекачки мощности волноводных мод TE_0 - TM_0 при межмодовом взаимодействии.

момента включения пучков ($t = 0$) наблюдалась перекачка мощности из моды TM_0 в моду TE_0 (см. экспериментальные точки на рис. 2). При этом ко времени $t = 90$ с мощность TM_0 -моды P_{TM_0} уменьшалась до $\sim 90\%$ от $P_{TM_0}(0)$. В то же время мощность пучка P_{TE_0} выросла по отношению к $P_{TE_0}(0)$ примерно на 7%. Большой разброс экспериментальных значений $P_{TE_0}(t)$ и $P_{TM_0}(t)$ связан с /механическими вибрациями экспериментальной установки.

В момент времени $t = 240$ с возбуждающий TE_0 -моду пучок был перекрыт и по перепаду мощности мы оценили максимальную дифракционную эффективность фоторефрактивной решетки $\eta_{dm} \approx 3\%$. Далее под действием излучения TM_0 -моды происходило стирание фоторефрактивной решетки (рис. 3). Временная зависимость дифракционной эффективности хорошо аппроксимировалась экспоненциальной функцией

$$\eta_g(t) = \eta_{dm} \exp\left(-\frac{t}{2\tau_m}\right), \quad (1)$$

с временем максвелловской релаксации $\tau_{мрн} = 158$ с. Время темновой релаксации объемной решетки, сформированной в данной подложке световыми пучками гелий-неонового лазера ($\lambda = 633$ нм), составило величину $\tau_{мд} \approx 2 \cdot 10^3$ с. Кроме того, мы провели наблюдение с помощью оптического микроскопа поля дифрагированного светового пучка TE_0 в ближней зоне. Это поле имело вид узкой полоски со спа-

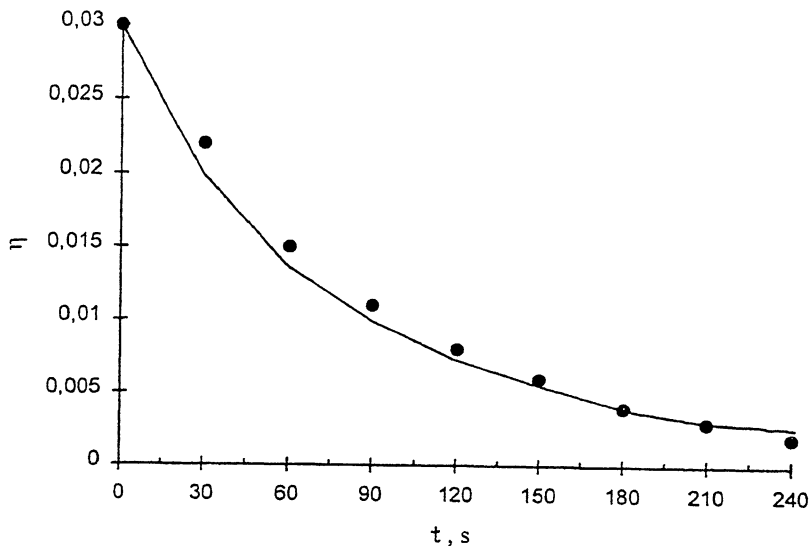


Рис. 3. Зависимость дифракционной эффективности от времени при стирании фоторефрактивной решетки.

дающей вдоль нее яркостью. Видимый размер полосы, соответствующий длине взаимодействия вытекающих мод, по нашим оценкам составлял $d \approx 1.1$ мм.

Используя результаты эксперимента, известное соотношение $\tau_{\text{мрн}} = \varepsilon / (\sigma_d + \sigma'_{ph} I_0)$, где σ'_d — темновая проводимость кристалла, σ'_{ph} — константа фотопроводимости, I_0 — интенсивность света, ε — статическая диэлектрическая проницаемость, и оценку эффективной толщины волновода $h_{\text{eff}} = 2$ мкм мы нашли значения темновой проводимости $\sigma_d \approx 2 \cdot 10^{-13} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ и эффективной константы фотопроводимости $\sigma'_{ph} \cong 10^{-17} \text{ м}^2/\text{В}$ для исследованного волновода. Найденное нами значение константы фотопроводимости σ'_{ph} удовлетворительно согласуется с данными работы [4] для кристалла $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$ при $\lambda = 488$ нм.

В работах [2,3] приведены соотношения, позволяющие оценить эффективные значения модуля фотогальванической постоянной β_{24} и ее мнимой части из данных по дифракционной эффективности планарной решетки η_d и величине перекачки $(P(t) - P(0))/P(0)$. Используя эту методику и экспериментальные данные, мы получили значение фотогальванической постоянной $\beta_{24} = (3.6 - i \cdot 0.7) \cdot 10^{-12} \text{ А/Вт}$ для волновода $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu} : \text{Ti}$ на длине волны $\lambda = 514$ нм.

В заключение отметим, что так же, как и в работах [2,3], формирование исследованной фоторефрактивной голограммы происходит за счет компоненты фотогальванического тока, направленной ортогонально вектору решетки по нормали к волноводному слою.

Список литературы

- [1] *Novikov A.D., Odoulov S.G., Shandarov V.M., Shandarov E.S., Shandarov S.M.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. V. 8. N 6. P. 1298–1303.
- [2] *Kip D., Fink R., Bartholomaeus T., Kratzig E.* // Opt. Letters. 1992. V. 17. N 22. P. 33–38.
- [3] *Иткин И.И., Шандаров С.М.* // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 9. С. 84–89.
- [4] *Sommerfeldt R., Rupp R., Vortman H., Kratzig E.* // Phys. stat. sol. 1987. P. K15–K18.
- [5] *Glazov G., Itkin I.I., Shandarov V.M., Shandarov E.S., Shandarov S.M.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1990. V. 7. N 12. P. 2279–2288.

Поступило в Редакцию
10 июня 1996 г.