

06;07

**СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ
ДИНАМИЧЕСКИЕ ЛИНЗЫ
В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ ОПТИЧЕСКИХ
ВОЛНОВОДАХ В НИОБАТЕ ЛИТИЯ**

© *В.М.Шандаров*

Самовоздействия световых пучков в фоторефрактивных средах, в том числе явления пространственных солитонов и нелинейно-оптических поверхностных волн, привлекают в последнее время значительное внимание [1,2]. Из-за высокой оптической нелинейности эффекта фоторефракции они могут наблюдаться при световой мощности в единицы и доли милливатт. Это позволяет надеяться на применения данных эффектов при создании оптически управляемых элементов фотоники, оптических межсоединений и т. д. Волноводные структуры в этом плане имеют некоторые преимущества перед трехмерными средами. Так, поверхностное легирование обеспечивает более высокую концентрацию активных примесей, ответственных за фоторефракцию [3]. При этом возможно локальное легирование отдельных участков поверхности различными комбинациями примесей, что недостижимо при их введении в процессе роста кристаллов. Наконец, неоднородность световых полей и фоторефрактивных свойств по толщине волновода может привести к ряду эффектов, не имеющих аналогов в объемных средах. В данной работе впервые наблюдался и экспериментально исследован эффект формирования динамических планарных линз

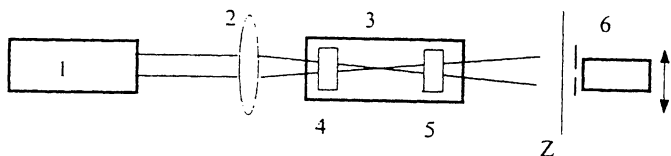


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — лазер; 2 — цилиндрическая линза; 3 — оптический волновод; 4, 5 — призмы ввода и вывода; 6 — фотодиод.

при фоторефрактивном самовоздействии световых пучков в оптических волноводах в ниобате лития (LiNbO_3), легированных активными примесями Fe и Cu.

В экспериментах исследовались временные зависимости профилей интенсивности световых пучков, прошедших через волноводные образцы в виде TE мод (рис. 1). Для ввода и вывода света использовались призмы связи из ниобата лития. Излучение He-Ne лазера ($\lambda = 633 \text{ нм}$) фокусировалось в плоскости волновода цилиндрическими линзами с фокусными расстояниями от 25 до 80 мм. При этом размер перетяжки луча мог изменяться от 35 до 120 мкм. Длина пути света в волноводе ограничивалась расстоянием между призмами и связи и составляла 7–8 мм. Световая мощность возбуждаемых мод, в зависимости от их номера, изменялась от 0.1 до 0.5 мВт. Распределения интенсивности в прошедших пучках сканировались на расстоянии 60 см от призмы вывода фотодиодом, диафрагмированным щелью размером 0.5 мм.

Исследуемые планарные волноводы были сформированы в подложках X и Y срезов диффузией Fe, а также последовательной диффузией Ti и Fe, Fe и Cu в атмосфере воздуха. Диффузия Ti и Fe проводилась при температуре 1000°C , а Cu — $900\text{--}950^\circ\text{C}$. Начальная толщина пленок диффузантов составляла для разных образцов от 20.0 до 50.0 нм, а толщина легированных слоев — от $\sim 2 \text{ мкм}$ ($\text{LiNbO}_3\text{:Ti:Fe}$, X срез) до 10 мкм ($\text{LiNbO}_3\text{:Fe:Cu}$, Y срез). Вследствие неоднородности концентрации Fe и Cu, величины фотогальванических констант β_{mn} , темновой проводимости (σ_a) и константы фотопроводимости (σ_{ph}) в таких волноводах существенно изменяются по глубине. Соответственно, временные характеристики формирования поля пространственного заряда при фоторефракции для разных волноводных мод могут отличаться на порядки. Для разных образцов они зависят также от величины и распределения концентрации легирующих примесей. Легированные Fe волноводы характеризуются большой величиной σ_a . Среднее ее значение оценивалось по релаксации фоторефрактивных реше-

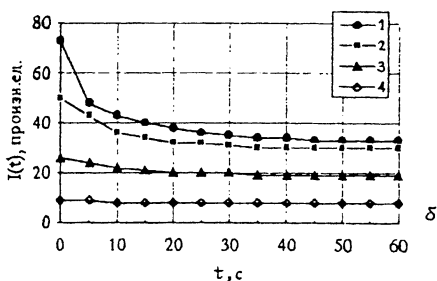
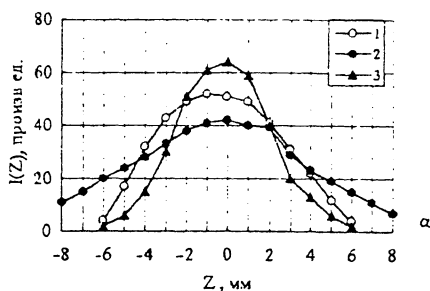


Рис. 2. а) Начальный профиль интенсивности прошедшего светового пучка (I) в плоскости наблюдения и стационарные распределения интенсивности при смещении его перетяжки к призме ввода (2) и вывода (3) в волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (TE_1 мода, время установления стационарного распределения — 5 с).

б) Временные зависимости интенсивности центральной части прошедшего светового пучка (TE_1 мода, $\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$ образец) при изменении его мощности в волноводе от 0.5 мВт (1) до 0.06 мВт (4).

ток, формируемых TE модами в обычной двухлучевой схеме [4]. Оно составило: $\sim 0.4 \cdot 10^{-12} (\Omega \cdot \text{см})^{-1}$ ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, TE_0-TE_1 моды); $\sim 10^{-13} (\Omega \cdot \text{см})^{-1}$ ($\text{LiNbO}_3:\text{Ti}:\text{Fe}$, TE_0-TE_1 моды); $\sim 0.4 \cdot 10^{-13} (\Omega \cdot \text{см})^{-1}$ ($\text{LiNbO}_3:\text{Fe}:\text{Cu}$, TE_0 мода).

В экспериментах наблюдались воспроизводимые с достаточно высокой точностью изменения во времени профилей интенсивности $I(Z)$ прошедших пучков. Характер искажений начальных распределений $I(Z)$ в плоскости наблюдения существенно зависел от положения перетяжки пучка в области между призмами связи. При ее смещении к призме ввода наблюдалось увеличение масштаба $I(Z)$, а при смещении к призме вывода — его уменьшение. Для некоторого среднего положения перетяжки, профили $I(Z)$ в

стационарном режиме почти не отличались от начальных. Так, результаты, представленные на рис. 2, а, иллюстрируют подобные изменения для волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ (TE_1 мода). Различия наблюдаемого эффекта для разных волноводов и мод проявлялись в количественных отличиях его временных характеристик и степени искажения начального профиля $I(Z)$ при одинаковых интенсивности света и размере перетяжки пучка. Так, стационарный режим $I(Z)$ достигался для разных волноводов за время от ~ 2 до 300 с. Временные изменения профилей $I(Z)$ практически полностью исчезали при уменьшении световой мощности в волноводе до 0.1–0.05 мВт. Это иллюстрируется зависимостями интенсивности центральной части прошедшего пучка от времени при изменении его мощности (рис. 2, б). Следует отметить, что искажения распределений интенсивности в прошедших пучках для низших мод ($\text{TE}_0 - \text{TE}_2$) не сопровождались увеличением внутриволноводного рассеяния света, типичным для эффекта фоторефракции в волноводах LiNbO_3Ti [5].

Результаты экспериментов могут быть объяснены локальным характером возмущений показателя преломления при фотогальваническом механизме фоторефракции в $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. Для рассматриваемой геометрии, в случае безграничной однородной среды и светового поля с профилем интенсивности $I(z)$, при учете только фотогальванического эффекта, наведенные возмущения $\delta n(z)$ в стационарном режиме описываются соотношением

$$\delta n(z) = -0.5n_e^3 \cdot r_{33} \cdot \frac{\beta_{33} \cdot I(z)}{[\sigma_d + \sigma_{ph} \cdot I(z)]}, \quad (1)$$

где r_{33} — электрооптический коэффициент; n_e — необыкновенный показатель преломления. Таким образом, в случае, когда σ_d и $\sigma_{ph} \cdot I(z)$ сравнимы по величине, в освещенной области формируется отрицательная динамическая линза. Поперечный ее профиль зависит как от соотношения между σ_d и σ_{ph} , так и от профиля $I(z)$. В продольном направлении ее размеры ограничиваются призмами связи. При смещении перетяжки луча в этом направлении, в области линзы распространяется расходящийся либо сходящийся световой пучок. В первом случае его расходимость увеличивается, во втором — сходимостью компенсируется, что и определяет вид наблюдаемых в работе искажений профилей прошедших пучков. Величина δn на оси линзы оценена из условия полной компенсации сходимости луча в волноводе $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. При фокусном расстоянии цилиндрической линзы $F = 5$ см она составила $\sim 10^{-4}$.

В заключение отметим, что достигнутые в экспериментах динамические характеристики светоиндуцированных линз (установление стационарного распределения $\delta n(x, z)$ за 1–2 с для волновода $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$) могут быть существенно улучшены при использовании для их формирования излучения с длиной волны 0.48–0.51 мкм.

Список литературы

- [1] *Morin M., Duree G., Salamo G. et al.* // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 20. P. 2066–2069.
- [2] *Cronin-Golomb M.* // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 20. P. 2075–2077.
- [3] *Novikov A.D., Odoulov S.G., Shandarov V.M. et al.* // J. Opt. Soc. Am. B. 1991. V. 8. N 6. P. 1298–1303.
- [4] *Kip D., Rickermann F., Kratzig E.* // Opt. Lett. 1995. V. 20. N 10. P. 1139–1141.
- [5] *Wan L., Yuan Y., Assanto G.* // Opt. Commun. 1989. V. 73. N 6. P. 439–442.

Томская государственная
академия систем управления
и радиоэлектроники

Поступило в Редакцию
16 апреля 1996 г.