

ДЕСТРУКЦИЯ ФОТОННЫХ ВОЛНОВОДНЫХ СТРУКТУР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Е.А.БЕРЕЗИНА, В.А.КРАДЬКО

В настоящее время волноводные структуры в фоторефрактивных кристаллах ниобата лития (LiNbO_3) все чаще находят применение в современной фотонике, интегральной оптике и оптоэлектронике. Волноводные элементы на основе кристаллических материалов с ярко выраженным нелинейным оптическим эффектом являются базовой составляющей для создания сложных оптических структур [1]. Ранее была разработана методика формирования одиночных канальных волноводов и пар таких волноводов в объеме нелегированного ниобата лития. Экспериментальные результаты показывали принципиальную возможность оптического формирования в кристаллах ниобата лития сложных волноводных структур, топология которых определяется распределением светового поля на входной плоскости образца [2].

Основной целью данной работы является экспериментальное исследование зависимости времени деструкции от мощности лазерного излучения, используя ранее записанные одиночные волноводные структуры.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В экспериментах используется номинально чистый кристалл LiNbO_3 с размерами $4 \times 10 \times 4$ мм³ вдоль осей X, Y, Z соответственно. Источник излучения – непрерывный твердотельный лазер YAG:Nd^{3+} с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм и выходной мощностью до 50 мВт. Поляризация света соответствует необыкновенной волне в кристалле.

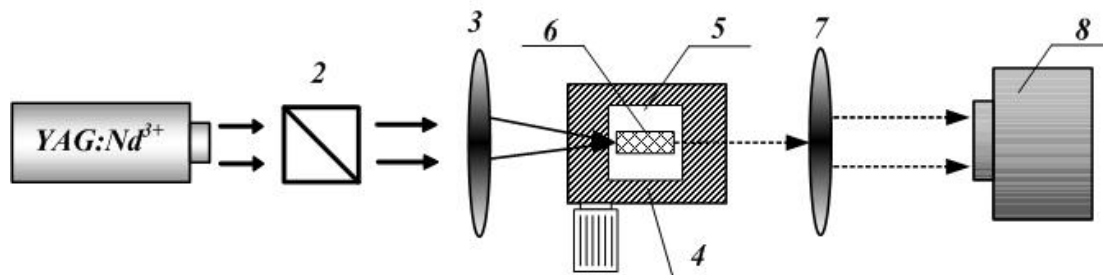


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – YAG:Nd^{3+} с длиной волны излучения $\lambda = 532$ нм; 2 – светоделительный кубик; 3 – фокусирующая линза; 4 – микрометрический столик; 5 – элемент Пельтье; 6 – образец нелегированного кристалла LiNbO_3 ; 7 – изображающая линза; 8 – АЛП

В эксперименте использовался ранее записанный за счет вклада пироэлектрического эффекта одиночный канальный волновод. Запись производилась при мощности экспонирующего излучения 0,5 мВт, а также при нагреве образца с помощью элемента Пельтье до температуры 70 °С. Для настройки фокальной плоскости линзы с входной гранью кристалла используется светоделительный кубик. Перемещение кристалла в поперечном направлении относительно лазерного пучка осуществляется с помощью микрометрического позиционера. Картины распределений световых полей, соответствующих изображениям с входной и выходной плоскостей кристалла, проецировались на анализатор лазерных пучков изображающей линзой.

При распространении узкого светового пучка в среде его размеры в поперечном сечении увеличиваются вследствие эффекта линейной дифракции. На рис. 2 приведены картины распределений световых полей на входной (а) и выходной (б, в) гранях образца.

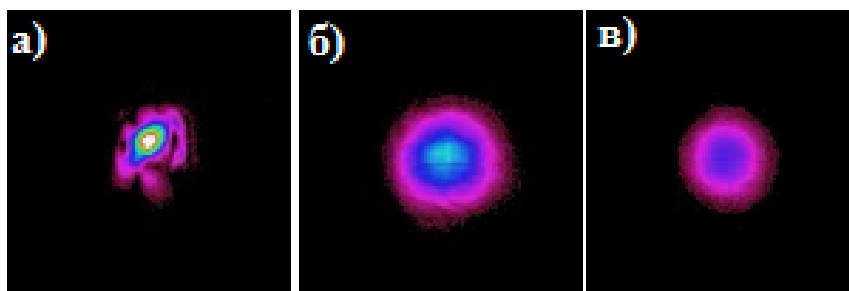


Рис. 2. Картины распределения световых полей на входной (а) и выходной гранях кристалла (б, в) при мощностях $P=0,1$ мВт и $P=0,5$ мВт.

За счет линейной дифракции диаметр светового пятна на выходной грани увеличивается, что приводит к индуцированию в освещенной области образца оптической неоднородности, обусловленной фоторефрактивным эффектом. Электрическое поле в освещенной области направлено преимущественно вдоль оптической оси кристалла. Для компенсации как линейной, так и нелинейной дифракции светового пучка кристалл подвергается однородному нагреву. Повышение температуры образца приводит к понижению показателя преломления кристалла, компенсации пироэлектрического поля. Таким образом, взаимодействие фоторефрактивного и пироэлектрического эффекта при определенных условиях приводит к формированию двумерного светлого пространственного солитона – пиролитона [3] и формированию двумерного волноводного канала в объеме кристалла.

Под действием лазерного излучения и при отсутствии экранирующего пироэлектрического эффекта происходит изменение показателя преломления сердцевинки волновода. Поскольку под действием света показатель преломления уменьшается, так же уменьшается разница показателей преломления. Как следствие, локализация лазерного излучения, распространяющегося в волноводе, понижается с течением времени. По истечению времени из рис. 3б,г видно, что световой пучок искажается.

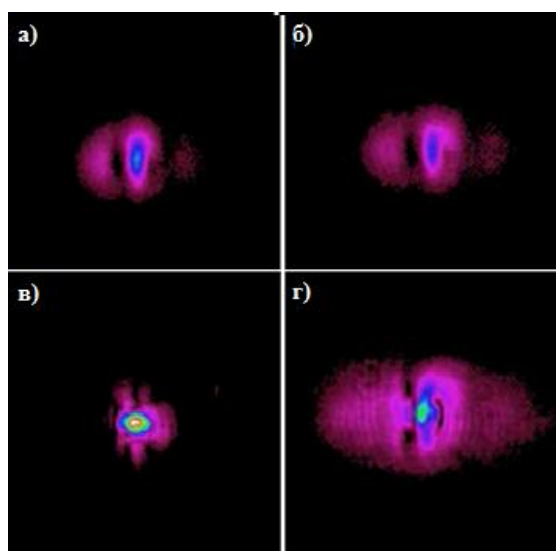


Рис. 3. Распределение интенсивности светового пучка на выходной грани кристалла при мощностях $P=0.5$ мВт и $P=0.1$ мВт в начальный момент времени (а,в) и конечный момент времени (б,г) соответственно

В данной работе был исследован характер зависимости времени деструкции от мощности лазерного излучения.

На рис. 4 и рис.5 представлена динамика пиковой плотности мощности на выходной грани кристалла ниобата лития при мощностях лазерного излучения $P=0.5$ мВт и $P=0.1$ мВт.

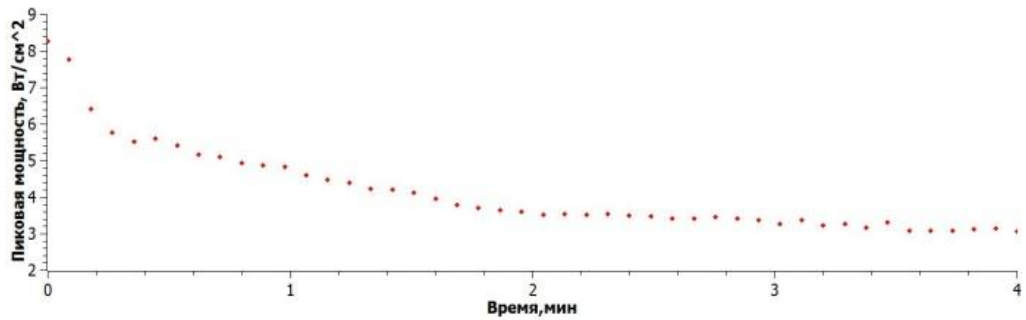


Рис. 4. График зависимости времени деструкции от мощности лазерного излучения при мощности $P=0.5$ мВт

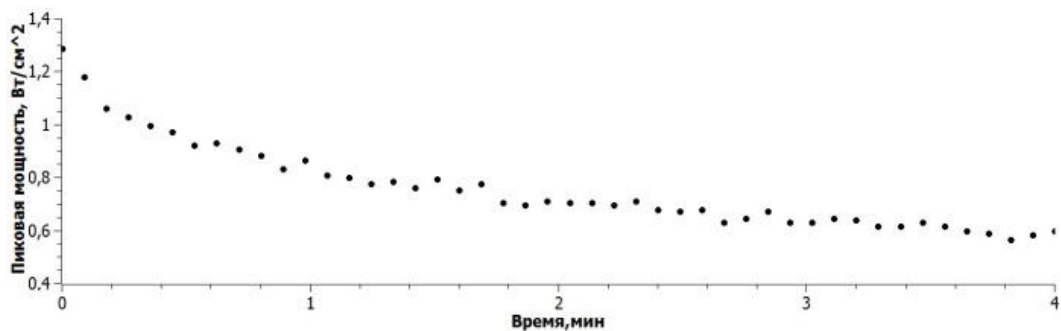


Рис. 5. График зависимости времени деструкции от мощности лазерного излучения при мощности $P=0.1$ мВт

Таким образом, экспериментальные результаты показывают, что зависимость мощности лазерного излучения от времени деструкции волноводной структуры носит обратный характер. С увеличением мощности экспонирования, время эксплуатации волноводной структуры уменьшается. Для сравнения среднее время хранения волновода при мощности $P=0,1$ мВт $t=2.34$ с, а при мощности $P=0,5$ мВт $t=1,27$ с.

Список литературы

1. Korkishko Yu.N., Fedorov V.A. Structural phase dia-gram of LiNbO₃ waveguides: the correlation between optical and structural properties // IEEE J. Sel. Topics Quantum Elec-tron. – 1996. – P. 187–196.
2. Perin A.S. Photonic waveguide structures in photore-fractive lithium niobate with pyroelectric mechanism of non-linear response / A.S. Perin, V.M. Shandarov and V.Yu. Ryab-chenok // Physics of Wave Phenomena. – 2016. – Vol. 24, No. 1. – P. 7–10.
3. Safioui Jassem. Pyroliton: pyroelectric spatial soliton / Jassem Safioui, Fabrice Devaux and Mathieu Chauvet // Optics Express. – 2009. – Vol. 17, No 24. – P. 22209–22216.