

К ВОПРОСУ О ФОТОРЕФРАКЦИИ В ПЛАНАРНЫХ ВОЛНОВОДАХ ИЗ НИОБАТА ЛИТИЯ

Бубляев Р. А., Левин В. В., Марасин Л. Е., Попов Ю. В.,
Харбергер Л. Ю.

Фоторефрактивный эффект в кристаллах заключается в изменении показателя преломления под действием светового излучения. В этом случае возникают дополнительные носители заряда, которые перемещаются в электрическом поле и образуют поле пространственного заряда на границе освещенной и неосвещенной областей. В качестве тянущего поля может выступать как внешнее электрическое поле, так и внутреннее, связанное со спонтанной поляризацией [1]. Особенно остро проблема фоторефрактивного эффекта стоит в устройствах интегральной оптики. Это связано с тем, что в планарных волноводах

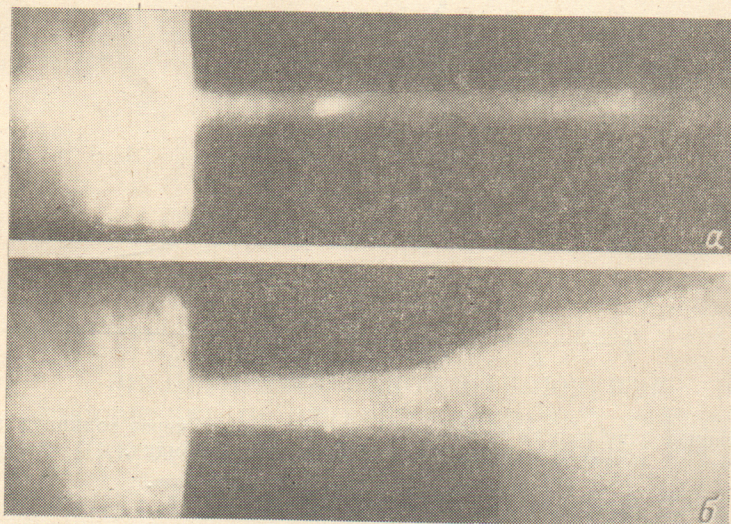


Рис. 1. Фотография трека оптического излучения.
а — время экспозиции $t=0$, б — время экспозиции $t=15$ мин.

световая энергия сконцентрирована в малом объеме кристалла, в результате ее плотность может на несколько порядков превышать аналогичные величины в объемных кристаллах. Кроме того, методы получения волноводов могут способствовать образованию дополнительных энергетических уровней, являющихся при облучении источниками носителей зарядов. Следствием возникновения значительных градиентов показателей преломления, вызванных фоторефрактивным эффектом, может явиться существенное изменение характера распространения света в оптических волноводах.

Нами были экспериментально исследованы волноводы, полученные методом термической диффузии титана в кристаллах ниобата лития Y -среза. В волноводе могли независимо возбуждаться 3 моды ТЕ-типа. Оптическое излучение, мощностью 40 мВт и длиной волны 0,633 мкм, вводилось в волновод с помощью призмы и распространялось вдоль X -оси кристалла. На рис. 1 представлены фотографии трека излучения, распространяющегося по волноводу, непосредственно после возбуждения и спустя 10–15 мин. Видно, что со временем прямолинейность трека нарушается. Это приводит к тому, что интенсивность света, прошедшего через волновод в направлении первоначально возбужденного пучка, постепенно уменьшается. Оказалось, что максимальное изменение интенсивности в этом направлении претерпевает излучение моды ТЕ₁ (рис. 2),

ее интенсивность со временем падает почти на порядок. Фоторефрактивный эффект для волноводных мод TE_0 , TE_2 выражен в значительно меньшей степени.

Полученный результат можно интерпретировать следующим образом. Поле пространственного заряда E в нашем случае можно представить в виде [1]

$$E = \frac{1}{\varepsilon} \int \left[\kappa \alpha I(z) + eD \frac{dn}{dz} \right] dz,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость; κ — фотовольтаический коэффициент; α — коэффициент поглощения; $I(z)$ — интенсивность падающего света; e — заряд электрона; D — коэффициент диффузии, dn/dz — градиент концентрации свободных носителей.

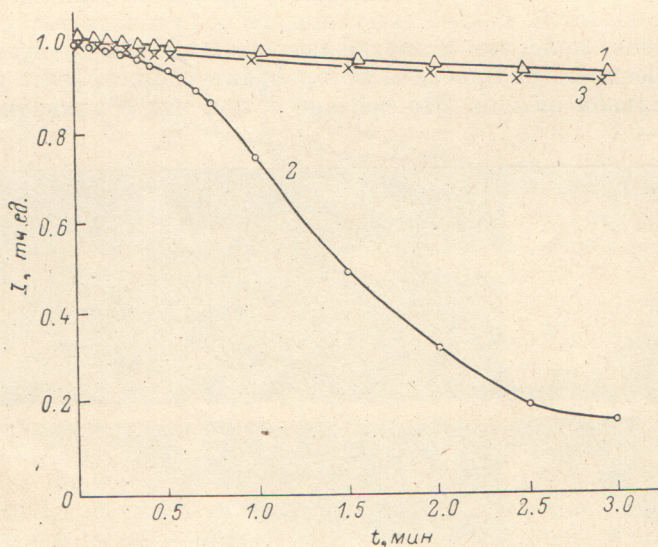


Рис. 2. Временные зависимости интенсивностей прошедшего через волновод излучения для волноводных TE -мод различного порядка.

1 — TE_0 -мода, 2 — TE_1 -мода, 3 — TE_2 -мода.

Первый член подынтегрального выражения характеризует фотовольтаический ток, возникающий следующим образом. Под воздействием оптического излучения происходит ионизация примесей, присутствующих в кристалле ниобата лития. Такими примесями могут быть: Fe^{2+} , Cu^{1+} , Mn^{2+} и др. Вектор спонтанной поляризации, совпадающий в ниобате лития с направлением главной оси, направлен перпендикулярно направлению распространения света. Электроны, высвободившиеся под действием световой волны, дрейфуют в поле спонтанной поляризации и захватываются вакантными ловушками, например Fe^{3+} , находящимися вне зоны действия оптического излучения. Происходит перераспределение концентрации пространственных зарядов в плоскости волновода, в результате чего образуется внутреннее наведенное поле пространственных зарядов, под действием которого возникает градиент показателя преломления. Это приводит к отклонению светового пучка, распространяющегося по волноводу в направлении Z -оси кристалла, так как κ — полярный тензор.

Второй член подынтегрального выражения описывает ток, вызванный диффузией свободных носителей. Воздействие диффузионного эффекта сводится к симметричному относительно направления распространения излучения размытию светового пучка, чего в нашем случае практически не наблюдалось.

Таким образом, асимметричное искажение формы трека излучения в волноводе свидетельствует о преобладающем в данном случае влиянии фотовольтаического механизма фоторефракции.

Наиболее эффективное стимулирование фоторефрактивного эффекта TE -модой первого порядка, для которой плотность энергии у поверхности в диффузионном волноводе наибольшая по сравнению с модами других порядков [2],

свидетельствует о том, что концентрация примесных центров у поверхности волновода максимальна. Можно предположить, что активные центры примеси внесены в кристалл в процессе изготовления волноводного слоя.

Валентные состояния как Fe^{2+} , так и Fe^{3+} являются стабильными в ниобате лития [2]. Это обуславливает очень медленную релаксацию полей пространственных зарядов (десятики дней), которая может быть ускорена нагреванием кристалла до температур порядка 150°C [3].

Фоторефрактивные явления в планарных волноводах могут быть использованы для получения различных интегрально-оптических элементов: линз, отражателей, полосковых волноводов и т. д. Эффект может быть использован в качестве метода определения полярности оптической оси в кристалле ниобата лития. В этом случае эффективность метода может быть повышена использованием излучения с длиной волны короче, чем $0.63\ \mu\text{м}$. В большинстве же случаев и, в частности, при использовании волновода в ниобате лития в светодальнометрии этот эффект является нежелательным. Его можно ослабить использованием более длинноволнового излучения ($0.9, 1.06\ \mu\text{м}$), возбуждением волноводных мод с индексами, отличными от 1, исключением попадания нежелательных примесей в процессе изготовления, понижением мощности излучения.

Литература

- [1] Пайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные им материалы. М., 1980, с. 516.
- [2] Peterson G. E., Glass A. M., Negran T. J. — Appl. Phys. Lett., 1971, v. 19, p. 130.
- [3] Staebler D. L., Amoda J. J. — Ferroelectrics, 1972, v. 3, p. 107.

Поступило в Редакцию 12 декабря 1985 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ПРОСВЕТЛЕНИЯ ИТТЕРБИЙ-ЭРБИЕВЫХ СТЕКОЛ ПРИ НАКАЧКЕ ЛАЗЕРОМ НА НЕОДИМОВОМ СТЕКЛЕ

Мурзин А. Г., Пивинский Е. Г., Прилежаев Д. С.,
Фромзель В. А.

В [1] на основе сравнительного анализа опубликованных различными авторами результатов нами было показано, что важную роль в энергетическом балансе в Yb-Er стеклах в режиме накопления инверсной населенности на ионах Er^{3+} при мощной лазерной накачке приобретает корректный учет просветления полосы поглощения ионов $\text{Yb}^{3+} \ ^4F_{7/2} - \ ^4F_{5/2}$ ($\lambda=1.055\ \mu\text{м}$).

Целью настоящей работы является прямое экспериментальное наблюдение указанного процесса просветления в течение импульса накачки и количественное сравнение полученного результата с существующими теоретическими моделями, описывающими процессы, которые происходят при накоплении инверсии ионов Er^{3+} в этих стеклах [1-6]. Напомним, что в отличие от [1-3] в [4-6] для объяснения экспериментальной зависимости инверсной населенности Er^{3+} от энергии накачки в Yb-Er стеклах введен в рассмотрение новый тип нелинейных потерь энергии возбуждения — эффекты кумуляции и первоочередного выбывания наиболее сильно связанных с донорами акцепторов, которым и отводится решающая роль в энергетике накопления инверсии. Вопрос об истинной роли этих потерь имеет не только принципиальное, но и важное практическое значение, так как в отличие от эффекта просветления, легко преодолеваемого снижением мощности лазерной накачки (например, при удлинении импульса [1]), указанные нелинейные потери при тех значениях их вероятностных параметров, которые приведены в [4-6], должны принципиально ограничивать энергетику лазеров на Yb-Er стеклах. Отметим, что непосредственное экспери-