

сопротивления [5]. Учитывая единство процессов, определяющих электросопротивление и поглощение ИК излучения, можно сделать вывод, что именно пластическая деформация оказывает заметное влияние на динамическую и остаточную поглощательную способность БРЦР. Особенно это должно проявляться на ожоженных образцах.

Зона пластической деформации представляет собой поверхность со следами межзеренного и внутривзеренного (в основном) скольжения [5]. Величина максимального остаточного отклонения профиля поверхности для обоих длин волн зависит от поглощенной энергии и изменяется для условий эксперимента в пределах от 0.03 до 0.2 мкм, достигая при многократном воздействии 0.3 мкм.

Таким образом, в результате работы выявлена еще одна особенность в изменении поглощательной способности металлической поверхности с ростом плотности импульсной лазерной энергии, близкая по виду описанной в работе [6] (связанной с плавлением поверхности), но имеющей место при значительно меньших температурах и импульсных потоках энергии. Следует отметить также, что появление пластической деформации при взаимодействии лазерного излучения с поверхностью вписывается в закон  $W_{E_1} \propto \tau_n^{1/2}$  для обеих длин волн, где  $\tau_n$  — длительность импульса [7].

### Литература

- [1] Гаверонская Е. А., Лиуконен Р. А., Трофименко А. М. Тез. докл. V Всес. конф. «Оптика лазеров». Л., 1986, с. 36.
- [2] Барчуков А. И., Конюзов В. К. ЖПС, 1968, т. 9, № 4, с. 706—709.
- [3] Либенсон М. Н., Романов Г. С., Имас Я. А. ЖТФ, 1968, т. 38, № 7, с. 1116—1119.
- [4] Лохов Ю. Н., Рожнов Г. В., Углов А. А. Поверхность, 1984, № 11, с. 5—22.
- [5] Хониюмб Р. Пластическая деформация. М.: Мир, 1972, с. 408.
- [6] Бонч-Бруевич А. М., Имас Я. А., Романов Г. С. и др. ЖТФ, 1968, т. 38, № 5, с. 851—856.
- [7] Sparks M., Loh E., Jr. Opt. Soc. Amer., 1979, v. 69, № 6, p. 847—868.

Поступило в Редакцию  
22 июля 1987 г.

В окончательной редакции  
4 ноября 1987 г.

## МЕЖМОДОВОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА ГОЛОГРАФИЧЕСКОГО ТИПА В ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ $Ti:LiNbO_3:Fe$

А. Д. Новиков, С. Г. Одулов, В. М. Шандаров, С. М. Шандаров

Попутные четырехволновые параметрические взаимодействия [1, 2] дают возможность осуществлять стационарное усиление слабых когерентных световых пучков, а в комбинации со встречным взаимодействием — безрезонаторную генерацию новых пучков [3], направление которых определяется условиями синхронизма

$$k_{p1} + k_{p2} = k_{s1} + k_{s2}, \quad (1)$$

где  $k$  — волновые векторы накачки, сигнальной и холостой волн. При вырождении по частоте волна накачки вместе с сигнальной волной записывает в нелинейной среде неподвижную фазовую решетку, в связи с чем спонтанное появление рассеянного излучения, соответствующего условию (1), получило название «параметрическое рассеяние голографического типа» (ПРГТ) [4].

До сих пор компланарное ПРГТ наблюдалось в объемных нелинейных средах либо при векторном взаимодействии (волны накачки и сигнала отличались по поляризации и вследствие двупреломления имели различные модули волнового вектора) [2, 4], либо при обычном скалярном взаимодействии в средах с положительной кубической нелинейностью (различие в  $|k|$  здесь определялось нелинейным изменением фаз при взаимодействии). Углы синхро-

низма в первом случае определяются двупреломлением кристалла и составляют единицы или десятки градусов, а во втором — величиной константы нелинейности и оказываются очень малыми ( $\sim 20$  угловых минут для  $CS_2$  [1]).

Новые возможности для осуществления ПРГТ открываются при использовании планарных оптических волноводов из нелинейных материалов. Так, в многомодовых волноводах из-за модовой дисперсии возможно выполнение условия синхронизма (1) для мод различных индексов. Трудность осуществления такого взаимодействия связана с ортогональностью собственных типов колебаний идеального волновода, приводящей к тому, что дифракционная эффективность решетки, записываемой модами разных индексов, должна равняться нулю. Тем не менее в реальных диффузионных волноводах на ниобате лития достаточно эффективны межмодовые процессы записи голограмм без изменения типа мод, но с изменением их номера ( $TE_i - TE_l$ ,  $TM_i - TM_l$ ) [5].

В данной работе сообщается о первой экспериментальной реализации и исследовании параметрического смешения мод различных индексов в планарных градиентных волноводах  $Ti : LiNbO_3 : Fe$ , характеризующихся высокой фоторефрактивной чувствительностью [6].

В экспериментах использовался планарный волновод на основе ниобата лития  $Y$ -среза, сформированный последовательно диффузией титана и железа. Пленки титана (толщиной  $\sim 40$  нм) и железа ( $\sim 20$  нм) наносились на поверхность пластины  $LiNbO_3$  вакуумным термическим испарением. Диффузия проводилась на воздухе при температуре  $1000^\circ C$ . Время диффузии составляло 13 ч для титана и 8 ч для железа. В результате в волноводе на длине волны  $\lambda = 0.63$  мкм в направлении оси  $x$  могло распространяться  $9TE$ - и  $7TM$ -мод. На длине волны  $\lambda = 0.51$  мкм в этом же направлении волновод поддерживал  $12TE$ -мод.

Процессы ПРГТ в данном волноводе изучались для излучения с длинами волн  $\lambda = 0.51$  и  $0.63$  мкм, вводимого призмами из  $LiNbO_3$  и  $GaP$  соответственно. При вводе светового луч фокусировался с помощью линзы, так что его апертура в волноводе составляла  $\sim 100$  мкм. Излучение выводилось из волновода также с помощью призмённых элементов, его характерные картины фиксировались фотокамерой и наблюдались визуально.

После ввода в волновод моды  $TE_i$  ( $i=1-4$ ) на ее  $m$ -линии появлялось яркое центральное пятно, интенсивность которого в дальнейшем уменьшалась вследствие формирования шумовых волноводных голограмм и перекачки мощности в крылья  $m$ -линии. Этот процесс был нестационарным, и с течением времени интенсивность крыльев падала. В стационарном состоянии наблюдались ПРГТ двух типов, имеющих прямые аналоги в объемном случае [3]. В стационарном состоянии появлялись дополнительные симметричные пятна на соседней нижней моде ( $i-1$ ) либо одновременно дополнительные максимумы на  $m$ -линиях, соответствующих той же моде ( $i$ ) и моде ( $i-1$ ) (рис. 1, а, б).

С целью установления соответствия наблюдаемых эффектов ПРГТ нами измерены углы рассеяния  $\theta$  после выводной призмы и межмодовые расстояния  $\Delta n_i = n_i^* - n_{i+1}^*$ , где  $n_i^*$  — эффективный показатель преломления моды  $TE_i$ . Результаты измерений приведены в таблице.

Эффективные показатели преломления  $n_i^*$  для  $\lambda = 0.63$  мкм измерялись по углам ввода мод. На длине волны  $\lambda = 0.51$  мкм значения  $n_i^*$  определялись по углам вывода, поскольку из-за большой плотности мощности света ( $\sim 10$  Вт/мм<sup>2</sup>) в призме ввода из ниобата лития возникали оптические повреждения, приводящие к ошибкам измерений. В выводной призме вследствие сильного волноводного поглощения и сравнительно низкой эффективности призмённой связи оптические повреждения были невелики.

Векторные диаграммы, поясняющие наблюдаемые процессы ПРГТ, показаны на рис. 2. В волноводах на  $Y$ -срезе ниобата лития кривая, аналогичная поверхности волновых векторов объемных волн, для  $TE$ -мод является эллипсом [7]. Обозначим за  $n_{ix}^*$  и  $n_{iz}^*$  показатели преломления для мод, распространяющихся вдоль осей  $x$  и  $z$  соответственно. Учитывая условия малости межмодовых расстояний  $\Delta n_i \ll n_i^*$ , найдем углы рассеяния  $\theta^a$  между волной

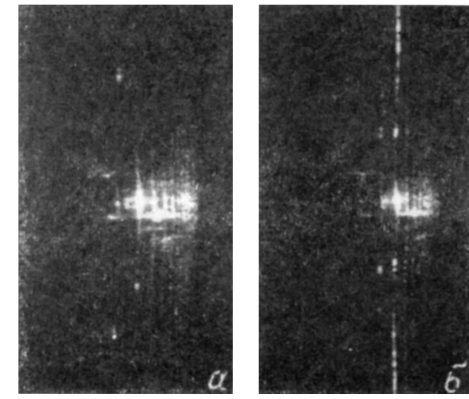


Рис. 1. Картины параметрического рассеяния в  $Ti : LiNbO_3 : Fe$ .

а — процесс  $TE_2 TE_3 \rightarrow TE_1 TE_4$ ; б — суперпозиция процессов  $TE_1 TE_4 \rightarrow TE_2 TE_3$ ,  $TE_4 TE_1 \rightarrow TE_2 TE_3$ .

Процесс	$\lambda$ , мкм	$\Delta n_i \cdot 10^3$	$\theta_0$ , рад	$\theta_{расч}$ , рад
$TE_2TE_2 \rightarrow TE_1TE_1$	0.51	4.7	0.154	0.151
$TE_3TE_3 \rightarrow TE_2TE_2$	0.51	3.6	0.13	0.132
$TE_4TE_4 \rightarrow TE_3TE_3$	0.51	2.4	0.11	0.108
$TE_4TE_4 \rightarrow TE_4TE_3$	0.51	2.4	0.07	0.076
$TE_3TE_3 \rightarrow TE_3TE_2$	0.63	2.6	0.077	0.078
$TE_4TE_4 \rightarrow TE_4TE_3$	0.63	1.5	0.058	0.059

накачки и рассеянными волнами в плоскости волновода для процессов  $TE_{i+1}TE_{i+1} \rightarrow TE_iTE_i$  (тип А; рис. 2, а) и  $TE_{i+1}TE_{i+1} \rightarrow TE_{i+1}TE_i$  (тип В; рис. 2, б) соответственно

$$\theta_A^0 \approx \frac{n_{iz}^*}{n_{ix}^*} \left( \frac{2\Delta n_i}{n_{ix}^*} \right)^{1/2}, \quad \theta_B^0 \approx \frac{n_{iz}^*}{n_{ix}^*} \left( \frac{\Delta n_i}{n_{ix}^*} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Можно показать, что углы рассеяния в воздухе после выводной призмы определяются выражениями

$$\theta_A \approx n_{ix}^* \theta_A^0 = n_{iz}^* \left( \frac{2\Delta n_i}{n_{ix}^*} \right)^{1/2}, \quad \theta_B \approx n_{ix}^* \theta_B^0 = n_{iz}^* \left( \frac{\Delta n_i}{n_{ix}^*} \right)^{1/2}. \quad (3)$$

Результаты расчета угла рассеяния  $\theta$  для экспериментально изученных процессов приведены в таблице. Значения  $n_{iz}^*$  при этом принимались равными обыкновенным показателям

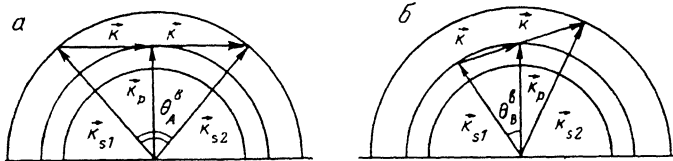


Рис. 2. Векторные диаграммы для рассеяния типа  $TE_{i+1}TE_{i+1} \rightarrow TE_iTE_i$  (а) и  $TE_{i+1}TE_{i+1} \rightarrow TE_{i+1}TE_i$  (б).

Волновые векторы  $\vec{k}_p$  и  $\vec{k}_{s1}$ ,  $\vec{k}_{s2}$  соответствуют падающей волне накачки и рассеянными волнам;  $\vec{k}$  — фазовой решетке.

телям преломления  $n_0$  ниобата лития. Сравнение показывает, что экспериментальные величины углов рассеяния хорошо согласуются с расчетными.

В заключение отметим, что при использованном способе введения примеси в волновод в поверхностном слое толщиной порядка микрона концентрация ее приближается к 1 %, что существенно превышает концентрацию примеси в объемных образцах, используемых в голографии. В связи с этим темновая проводимость здесь существенно выше и при использовании обычных непрерывных газовых лазеров сравнивается с фотопроводимостью. Поэтому нами наблюдались отсутствующая для объемных образцов зависимость интенсивности рассеяния от интенсивности накачки и интенсивный порог возникновения рассеяния.

Поскольку концентрация примеси уменьшается по мере удаления от поверхности, время темновой релаксации возникающих при ПРГТ решеток изменяется от секунд для мод низших индексов до десятков минут и часов для мод с максимальными индексами. Таким образом, использование ПРГТ дает возможность формирования в оптических волноводах периодических фазовых структур с управляемым временем релаксации.

### Литература

- [1] Carman R. L., Chiao R. Y., Kelley P. L. Phys. Rev. Lett., 1986, v. 17, N 26, p. 1281—1283.
- [2] Odoulov S., Kiseleva I., Belabaev K. Opt. Lett., 1985, v. 10, N 1, p. 31—33.
- [3] Новиков А. Д., Обуховский В. В., Одулов С. Г., Стурман Б. И. Письма в ЖЭТФ, 1986, т. 44, № 9, с. 418—421.
- [4] Белабаев К. Г., Киселева И. Н., Обуховский В. В. и др. ФТТ, 1986, т. 28, № 2, с. 575—578.
- [5] Кандидова О. В., Леманов В. В., Сухарев Б. В. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 13, с. 777—781.
- [6] Шандаров В. М., Шандаров С. М. Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, № 1, с. 48—51.
- [7] Леманов В. В., Сухарев Б. В., Клузгин В. В., Кулаков С. В. Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 12, с. 532—536.