

УДК 535.326:535.36

ФОТОИНДУЦИРОВАННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$

© 2004 г. Ю. М. Карпец, канд. физ.-мат. наук; В. А. Максименко, канд. физ.-мат. наук

Дальневосточный государственный университет путей сообщения, г. Хабаровск

E-mail: kjum@festu.khv.ru

Приведены результаты экспериментального исследования фотоиндуцированного рассеяния света в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$. Селективное по углу рассеяние рассматривается как разновидность четырехволнового векторного взаимодействия, вырожденного по частоте.

Коды OCIS: 290.1350.

Поступила в редакцию 23.12.2003.

Исследование фотоиндуцированного рассеяния света (ФИРС) в кристаллах ниобата лития с различными легирующими добавками (Fe, Ru, Fe+Rh, Fe+Cu, Rh) показало, что на длине волны 0,6328 мкм ФИРС в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$ имеет ряд особенностей, не проявляющихся в кристаллах с другими примесями [1]. Обнаружено, что в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$ селективное ФИРС возникает как в направлении прошедших лучей накачки (прямое), так и в направлении отраженных лучей (обратное). Неселективное рассеяние имеет место только в направлении прошедших лучей накачки.

Исследуемый образец представлял собой плоскопараллельную кристаллическую пластинку x -среза толщиной 1 мм. Содержание родия 0,01% по массе. Излучение гелий-неонового лазера поляризовано в плоскости, содержащей оптическую ось z кристалла, и падает нормально (вдоль оси x) на его поверхность. Поляризация рассеянного света совпадает с поляризацией накачки. Применение гелий-неонового лазера обусловлено тем, что в этом случае поглощение света в легированных кристаллах ниобата значительно ниже, чем при использовании коротковолнового излучения [2]. В результате значительно уменьшается роль тепловых эффектов в кинетике ФИРС.

Неселективное (широкоугловое) рассеяние в кристалле ниобата лития, легированном родием, на экране представляет собой яркое, вытянутое вдоль оптической оси кристалла световое пятно (рис. 1).

Зависимость угла раскрытия конуса неселективного рассеяния от времени в плоскости xz приведена на рис. 2. Зависимость может быть аппроксимирована выражением

$$\Phi = \Phi_0[1 - \exp(-t/\tau)], \quad (1)$$

где Φ_0 – максимальный угол раскрытия конуса рассеяния. Максимальный угол Φ_0 широкоугольного рассеяния составляет $\sim 13^\circ$. Точки на графике соответствуют данным эксперимента, сплошная линия задана

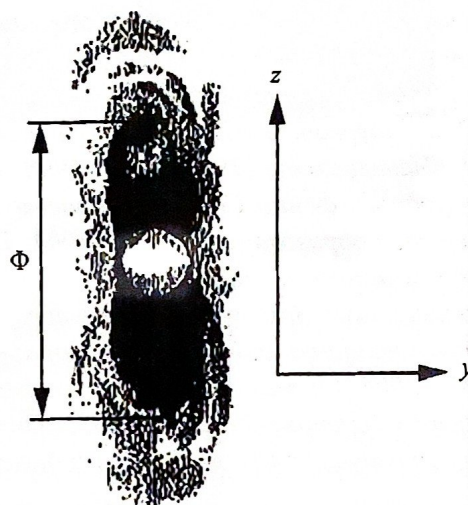


Рис. 1. Картина прямого ФИРС в кристалле ниобата лития, легированном родием, после 15 мин освещения.

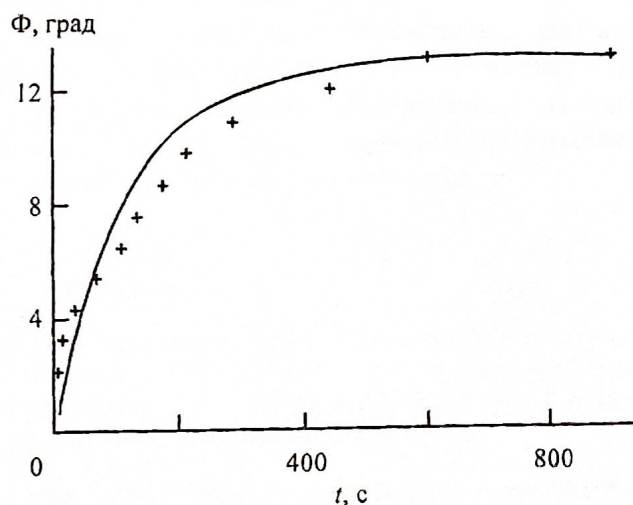


Рис. 2. Зависимость от времени t угла раскрытия Φ неселективного рассеяния в кристалле ниобата лития, легированном родием.

зависимостью (1) при значении $\Phi_0 = 13^\circ$ и $\tau = 120$ с, где τ – характерное время возникновения ФИРС.

Характерной особенностью неселективной компоненты ФИРС в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$ является отсутствие спекл-структуры, присущей когерентному излучению. Отметим, что в кристаллах с другими примесями широкоугловое рассеяние на экране обладает хорошо различимой глазом зернистостью (например, в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ на экране, отстоящем от кристалла на 10 м, средний размер спеклов в картине неселективного рассеяния составляет 2 см [3]).

Отсутствие спекл-структуры в однородном рассеянии можно объяснить следующим образом. В кристаллах ниобата лития в результате фоторефрактивного эффекта возникают значительные сильно неоднородные электрические поля [4, 5]. Их наличие может вызывать происходящие с достаточно большой частотой микроразряды в области освещения кристалла [4]. Возникающие при этом хаотические, скачкообразные изменения показателя преломления возможно и приводят к снижению когерентности рассеянного света.

Картина селективного рассеяния на экране имеет вид системы дуг, вытянутых вдоль оптической оси кристалла (рис. 1).

Наблюдаемое нами в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Rh}$ селективное ФИРС, как и иные виды селективного ФИРС, возникающего в фоторефрактивных кристаллах, есть результат вырожденного по частоте четырехволнового взаимодействия [4, 6]. В нашем случае это взаимодействие $ee-ee$ -типа (т. е. и волны накачки, и рассеянный свет имеют необыкновенную поляризацию). Из законов сохранения энергии и импульса вытекают следующие выражения для частот и волновых векторов взаимодействующих волн:

$$\omega_p + \omega_p = \omega_s + \omega_s, \quad k_{1p} + k_{2p} = k_{1s} + k_{2s}, \quad (2)$$

где индекс p обозначает накачку, а s – рассеяние. Эксперимент показывает (рассматривается случай, соответствующий условиям эксперимента, описанным выше), что частота излучения накачки и рассеянного света одинакова: $\omega_p = \omega_s = \omega$ [3, 6]. Причем вследствие анизотропии кристалла соответствующие волновые числа $k_{1p} = k_{2p} < k_{1s} = k_{2s}$. Отсюда, поскольку $k = \omega n/c$ (c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды на частоте ω), получим равенство

$$n_{ep} = n_{es} \cos \varphi = n_{es} \sin \theta, \quad (3)$$

где n_{es} – показатель преломления для света, рассеянного под углом θ к оптической оси кристалла. Угол φ – угол между пучком накачки и рассеянным светом (рассматривается плоскость xz , в которой угол φ максимален, при этом $\varphi = 90^\circ - \theta$). Отметим, что выражение (3) справедливо только для значения угла

θ , при котором выполняются условия фазового синхронизма (2). Показатель преломления для пучка накачки n_{ep} можно представить как

$$n_{ep} = n_e + \Delta n_e, \quad (4)$$

где n_e – показатель преломления для необыкновенной волны в отсутствие фоторефракции (так как пучок накачки перпендикулярен оптической оси кристалла, то n_e – главный показатель преломления). Для ниобата лития изменение показателя преломления для необыкновенной волны под действием света $\Delta n_e < 0$ [2]. Записывая в явном виде зависимость показателя преломления для необыкновенного луча в одноосном кристалле от угла θ [2], перепишем (3)

$$n_{ep} = n_o n_e \sin \theta / \sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}. \quad (5)$$

Главные показатели преломления кристалла ниобата лития для необыкновенной и обыкновенной волн соответственно на длине волны 0,6328 мкм $n_e = 2,2002$, $n_o = 2,2835$ [2]. Из данных эксперимента минимальное значение угла θ (соответствует максимальному углу φ) в кристалле $86,5^\circ$. При подстановке в выражение (5) вышеуказанных значений получаем $\Delta n_e = -4 \times 10^{-3}$. Это значение согласуется с приведенными в литературе данными по величине максимального фотоиндуцированного изменения показателя преломления в кристаллах ниобата лития [2].

Таким образом, выражение (5), являющееся записанным в явном виде условием фазового синхронизма между волной накачки и рассеянным светом, позволяет рассчитывать величину фотоиндуцированного изменения показателя преломления в кристаллах ниобата лития по известному из эксперимента значению угла θ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Karpets Yu.M., Maksimenko V.A. Photorefraction scattering in LiNbO_3 crystals with different alloying additives // Proc. SPIE. 2002. V. 4748. P. 211–215.
2. Кузьминов Ю.С. Электрооптический и нелинейно-оптический кристалл ниобата лития. М.: Наука, 1987. 264 с.
3. Карпец Ю.М., Максименко В.А. Фоторефрактивное рассеяние света в легированных кристаллах ниобата лития // Препринт ДВГУПС № 35. Хабаровск: Изд-во ДВГУПС, 2002. 33 с.
4. Обуховский В.В. Процессы фоторефрактивного рассеяния света в кристаллах // Автореф. докт. дис. Киев: Киевский гос. ун-т. 1989. 24 с.
5. Обуховский В.В., Стоянов А.В. Объемный разряд в сегнетоэлектриках как механизм фотоиндуцированного рассеяния света // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 2919–2926.
6. Карпец Ю.М., Максименко В.А., Скоблечкая О.В., Строганов В.И., Сюй А.В. Кольцевые структуры при фоторефрактивном рассеянии света в кристалле $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. № 6. С. 907–908.