

образцом света, интенсивность которого примерно на шесть порядков ниже интенсивности падающего света. Очевидно, это вызвано образованием шумовых голограмм и в пленках  $As_2S_3$  впервые наблюдалось авторами работы [6].

При изучении ГСУ обнаружено темновое изменение записи: после выключения записывающего света ДЭ увеличивается. При низких  $\eta_0$  эти темновые изменения достигают 30 % и более за несколько минут, однако они заметно меньше, чем при освещении голограммы.

Перечислим основные выводы работы:

Экспериментально показано, что ГСУ в аморфных пленках  $As_2S_3$  имеет преимущественно когерентный характер для толстых и промежуточных голограмм и некогерентный — для тонких голограмм.

ГСУ связано главным образом с фазовой составляющей амплитудно-фазовых голограмм в  $As_2S_3$ .

Степень ГСУ тем больше, чем меньше начальная ДЭ, причем порог ГСУ отсутствует вплоть до  $\eta_0 = 10^{-6}$  %.

При предварительном облучении коротковолновым светом в аморфных пленках возможно возбуждение ГСУ и длинноволновым светом.

Степень ГСУ максимальна при периоде голограммы 1,5 мкм.

3. Zivarts K., Ozols A., Augustovs G., Reinsone M. Photoelectric and self-enhancement of holograms in  $LiNbO_3$  crystals // *Ferroelectrics*.— 1987.— V. 75.— P. 231.
4. Рейнфельде М. Я., Озолс А. О., Шварц К. К. Самоусиление голографической записи в аморфном  $As_2S_3$  // Изв. АН ЛатвССР.— 1986.— № 3.
5. Озолс А. О. Самоусиление амплитудных голограмм в аддитивно окрашенных кристаллах  $KBr$  // Изв. АН ЛатвССР. Сер. физ. и техн. наук.— 1979.— № 3.
6. Аникин А. А., Малиновский В. К., Соколов А. А. Механизм усиления светорассеяния при оптической записи на пленках  $As_2S_3$  // *Квантовая электрон.*— 1980.— Т. 7, № 1.

Поступило в редакцию 7 декабря 1987 г.

УДК 535.36 : 535.21 : 537.226

В. В. ЛЕМЕШКО, В. В. ОБУХОВСКИЙ

(Киев)

#### ТОНКАЯ СТРУКТУРА КОЛЕЦ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО КРОССРАССЕЙНИЯ СВЕТА

Прохождение света через фоторефрактивные среды (ФС) обычно сопровождается появлением сильного рассеяния на фотонаведенных неоднородностях показателя преломления  $\Delta n(r)$  [1, 2]. В настоящее время известно несколько разновидностей такого рассеяния [3—5]. В частности, при наличии двух пучков накачки, пересекающихся в кристалле под углом  $\alpha > \pi/2$ , возникает четырехволновое кросс-рассеяние света (ЧВКР) [5]. Область локализации последнего сосредоточена вблизи от конуса синхронизма

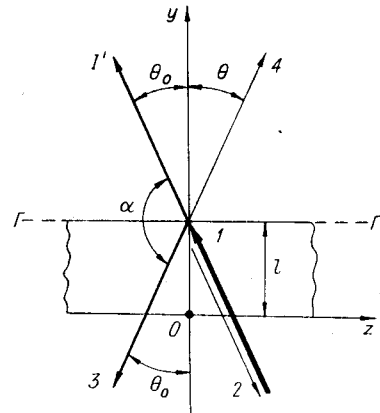
$$\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_4^s \simeq \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2^s, \quad (1)$$

образующие которого проходят через волновые векторы накачек  $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_3$ . Волны излучения, рассеянного в противоположные полусферы, нумеруются индексами 2 и 4 (рис. 1).

В настоящей работе показано, что индикатриса ЧВКР обладает тонкой структурой, т. е. угловое распределение интенсивности рассеяния  $I_{2,4}^s$  представляет собой последовательность близко расположенных максимумов. Специально проведенные нами исследования угловых характеристик других видов рассеяния, возникающих в ФС, не обнаружили тонкую структуру ни в фотоиндуцированном рассеянии света, ни в параметрическом рассеянии голографического типа [3].

Схема эксперимента в основном соответствует [5]. В качестве ФС использовались пластинки кристалла  $LiNbO_3:Fe$   $x$ - или  $y$ -среза толщиной 1,5 мм (концентрация Fe 0,05 вес. %). Накачка  $I$  ( $\lambda = 0,44$  мкм,  $P = 20$  мВт), падая на выходную грань ГГ' ФС под углом  $\Theta_0 \sim 0,1-10^\circ$  к нормали (здесь и ниже приводятся величины углов в кристалле), порождает отраженную волну  $3$ , которая играет роль второй накачки (см. рис. 1). Через 1—5 мин после начала облучения на экране возникают яркие дужки четырехволнового кроссрассеяния (рис. 2, а), направленного как в переднюю

Рис. 1. Расположение волновых векторов в плоскости  $yz$ .  
(В трехмерном пространстве совокупность направлений синхронизма образует коническую поверхность вокруг оси  $oy$ )



полусферу (волна 4, см. рис. 1), так и в обратную сторону (волна 2). Все взаимодействующие волны имели о-поляризацию. На рис. 2, а представлены результаты, полученные для волны 4 при  $\Theta_0 = 3,15^\circ$ . Как видно, индикатриса рассеяния  $I_4^s$  обладает сложной структурой, состоящей из близко расположенных максимумов интенсивности рассеяния. Экстремумы индикатрисы образуют совокупность вложенных друг в друга конических поверхностей. Фотометрирование распределения  $I_4^s(\Theta)$  (рис. 2, б) проводилось в центральной части дужек вдоль направления оптической оси  $z$ . Ширина щели микрофотометра выбиралась таким образом, чтобы максимально подавить спекл-структуру рассеяния, но сохранить достаточную контрастность тонкой структуры ЧВКР. Как показали измерения, при среднем угле раскрытия конуса синхронизма  $2\Theta_0 = 6,3^\circ$  средний период максимумов тонкой структуры составляет  $\Delta\Theta = (0,09 \pm 0,01)^\circ$ .

Наличие тонкой структуры ЧВКР нельзя объяснить дифракционными эффектами на апертуре накачки, поскольку величина  $\Delta\Theta$  оказалась практически не зависящей от диаметра пучка накачки  $d$ .

Рассматривая ЧВКР в кристалле, ограничимся приближением заданных полей накачек 1, 3 и будем полагать, что амплитуды  $A_{2,4}^s$  электромагнитных полей рассеянного излучения  $E_{2,4}^s = A_{2,4}^s(y) \exp[i(k_{2,4}^s r - \omega t)]$  обладают плавной пространственной зависимостью. При этом интересующее нас взаимодействие волны описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{dA_2^s}{dy} = iD\rho [\rho A_2^s + \lambda_4^s \exp(i\Delta ky)]; \quad (2)$$

$$\frac{dA_4^s}{dy} = -iD [A_4^s + \rho A_2^s \exp(-i\Delta ky)], \quad (3)$$

где  $\Delta k = (\mathbf{k}_4^s - \mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_2)_y$  — волновая расстройка;  $\rho = |A_3^0/A_1^0|$  — амплитудный коэффициент отражения задней грани кристалла. Для волн обыкновенной поляризации в приближении малых углов рассеяния коэффициент связи  $D = \omega n_{0,13}^3 \beta_{31} \times |A_1^0|^2 (2c\sigma)^{-1}$  определяется компонентой фотогальванического тензора  $\beta_{31}$ , которая в кристаллах симметрии  $3m$  действительна [6] ( $\mu_{13}$  — электрооптический коэффициент). В области высокой фотопроводимости, характерной для  $\text{LiNbO}_3 : \text{Fe}$ , коэффициент  $\sigma \approx \sigma_f [ |A_1^0|^2 + |A_3^0|^2 ]$ . При этом  $D$  практически не зависит от интенсивности накачки.

Неоднородности, порождающие рассеяние, распределены по всему объему кристалла. Однако для упрощения задачи ниже рассматривается модель эквивалентных источников рассеяния, локализованных на границах  $y = 0, l$ . Рассеивающая способ-

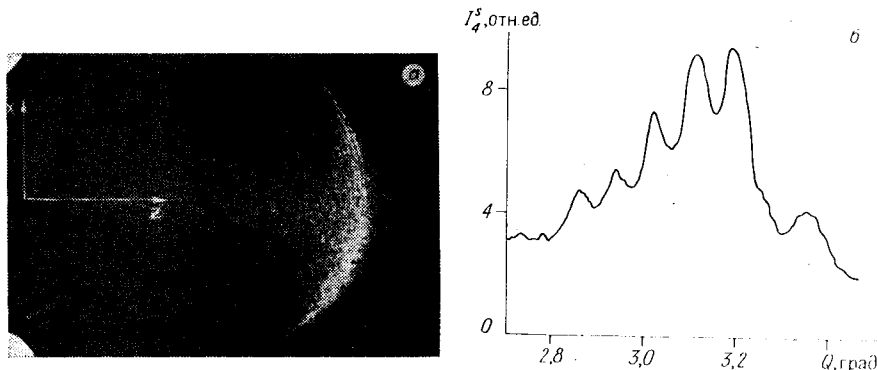


Рис. 2. Распределение интенсивности ЧВКР  $I_4^s$  в передней полусфере:  
а — на экране в плоскости  $xz$ ; б — угловая зависимость в плоскости  $yz$

ность этих источников характеризуется коэффициентом  $b$ , который вблизи от конуса синхронизма считается постоянным. Проведенные оценки показали, что в условиях наших экспериментов отражение волны 2 от поверхности  $y = 0$  несущественно из-за ограниченности поперечного размера пучка. При этом граничные условия, моделирующие нашу задачу, могут быть записаны в виде

$$\begin{cases} A_2^s(y=l) = A_4^s(l) \exp [i(k_{4y}^s - k_{2y}^s)l] + bA_3^0 \exp(i\Phi); \\ A_4^s(y=0) = bA_1^0. \end{cases} \quad (4)$$

Здесь учтено, что в силу независимости процессов рассеяния на разных поверхностях между соответствующими волнами может существовать разность фаз  $\Phi$ .

Решая (2)–(4), находим интенсивность рассеянного излучения на выходе соответствующих граней

$$I_2^s(0) = (b\rho)^2 I_1^0 |s \operatorname{ch}(sl) + iD(\rho\Delta q - 1) \operatorname{sh}(sl) + s \exp(i\Phi)|^2 z^{-1}; \quad (5)$$

$$I_4^s(l) = b^2 I_1^0 |s - i\rho^2 D \operatorname{sh}(sl) \exp(i\Phi)|^2 z^{-1}; \quad (6)$$

$$z = |s \operatorname{ch}(sl) + i\rho D(\rho - \Delta q) \operatorname{sh}(sl)|^2. \quad (7)$$

Приведенная волновая расстройка  $\Delta q(\Theta) = [\Delta k(\Theta) - D(1 + \rho^2)](2D\rho)^{-1}$  учитывает, в частности, изменение длин волновых векторов в среде; параметр  $s = D\rho\sqrt{1 - [\Delta q(\Theta)]^2}$  в зависимости от угла рассеяния  $\Theta$  может быть как действительным, так и мнимым.

Исследуя зависимости интенсивностей рассеяния (5), (6) от величины  $\Phi$ , нетрудно показать, что при любых  $\Delta q$  (или любых  $\Theta$ ) максимум рассеяния отвечает сдвигу фаз  $\Phi_0 = \pi/2$ . В связи с этим в дальнейшем ограничимся рассмотрением случая  $\Phi = \Phi_0$ .

Как видно из (7), в точках  $\Delta q_0 = \pm 1$  знаменатель  $z = 0$ . Однако для  $\rho < 1$  при приближении к этим точкам особенности  $I_{2,4}^s$  не возникает в связи с обращением в нуль числителей (5), (6). Иными словами, в случае ЧВКР решения генерационного типа [7] невозможны.

Обычно считается, что возникновение различных видов рассеяния в ФС связано с усилением шумовых компонент [8], для чего необходимо, чтобы инкремент соответствующего процесса был положительным. При этом максимум интенсивности усиленного сигнала (шума) должен совпадать с максимумом инкремента.

Однако ЧВКР представляет собой особый случай. Действительно, исследование (5), (6) показывает, что максимальное положительное значение  $s_{\max} = D\rho$ , достигающееся при  $\Delta q(\Theta) = 0$ , вовсе не соответствует какому-либо экстремуму для интенсивности  $I_4^s$  волны 4 и совпадает не с абсолютным, а только с локальным максимумом волны 2. Эта особенность иллюстрируется рис. 3; расчетные кривые построены для следующих значений параметров:  $l = 0,15$  см,  $D = 84$  см<sup>-1</sup>,  $\rho = 0,375$  (что отвечает показателю преломления ниобата лития  $n_0 = 2,3$ ). Заметим, что в области максимума инкремента  $s_{\max}$  ( $\Delta q = 0$ ) отношение интенсивностей  $I_4^s/I_2^s = (1 + \rho^2)^{-1} < 1$ , т. е. излучение преимущественно рассеивается назад.

Характерной особенностью полученных решений (5), (6) является их осциллирующий характер в области  $|\Delta q| > 1$ , что, в частности, определяется поведением знаменателя (5), (6):

$$z(D\rho)^{-2} = [(\Delta q)^2 - 1] + [1 + \rho^2 - 2\rho\Delta q] \sin^2(D\rho\sqrt{(\Delta q)^2 - 1}). \quad (8)$$

При этом абсолютные максимумы интенсивности рассеяния волн 2, 4 также лежат в области осцилляций, т. е. достигаются не при действительных, а при мнимых значениях параметра  $s$ .

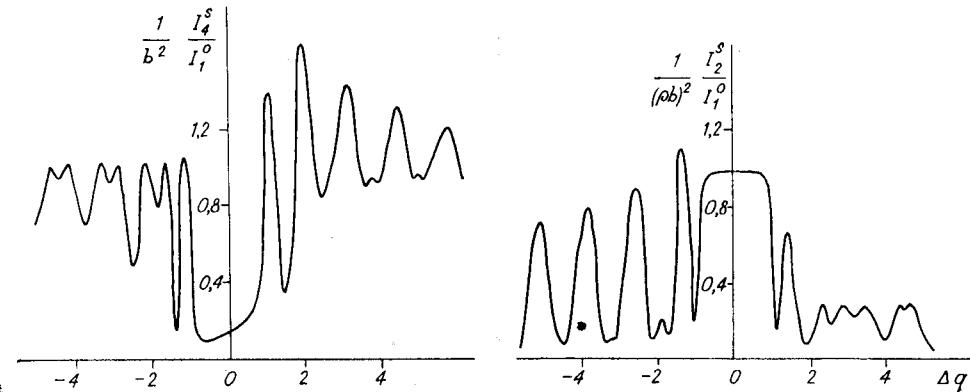


Рис. 3. Осцилляции интенсивности рассеяния в области синхронизма

Хотя приведенные выше расчеты носят качественный характер, на их основе можно сделать оценку величины  $D$  по известному «периоду» осцилляций  $\Delta\theta$  рассеянного излучения и углу  $\theta_0$ . Полагая  $\Delta\theta = 0,09^\circ$ , находим, что наилучшее соответствие с экспериментом достигается при  $D = 78 \text{ см}^{-1}$ .

В заключение отметим, что наличие тонкой структуры колец рассеянного излучения характерно для четырехволновых (ЧВВ) процессов в ФС с локальным типом отклика при встречной схеме накачек. Общая теория ЧВВ, включающая и этот случай, развивалась в [9, 10]. Однако в указанных работах без достаточно подробного исследования априорно полагалось выполненным условие синхронизма  $\Delta k = 0$ . Это делает полученные в [9, 10] решения непригодными для описания ЧВВР, поскольку, как показано в настоящей работе, максимумы соответствующих четырехволновых процессов находятся в области ненулевых волновых расстройек.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Фридкин В. М. Фотосегнетоэлектрики.— М.: Наука, 1979.
2. Петров М. П., Степанов С. И., Хоменко А. В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации.— Л.: Наука, 1983.
3. Odulov S., Belabaev K., Kiseleva I. Degenerate stimulated parametric scattering in  $\text{LiTaO}_3$  // Opt. Lett.— 1985.— V. 10, N 1.
4. Воронов В. В., Дорош И. Р., Кузьминов Ю. С., Ткаченко Н. В. Фотоиндуцированное рассеяние света в кристаллах  $\text{HfSiO}_3$ :Ce // Квантовая электрон.— 1980.— Т. 7, № 11.
5. Лемешко В. В., Обуховский В. В. Четырехволновое кроссрассеяние света в кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  // Письма в ЖТФ.— 1986.— Т. 12, № 16.
6. Белиничер В. И., Стурман Б. И. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии // УФН.— 1980.— Т. 130, № 3.
7. Новиков А. Д., Обуховский В. В., Одулов С. Г., Стурман Б. И. «Взрывная неустойчивость» и оптическая генерация в фоторефрактивных кристаллах // Письма в ЖЭТФ.— 1986.— Т. 44, № 9.
8. Magnusson R., Gaylord T. K. Laser scattering induced holograms in  $\text{LiNbO}_3$  // Appl. Opt.— 1974.— V. 13, N 7.
9. Cronin-Colomb M., White J. O., Fisher B., Yariv A. Exact solution of a nonlinear model of four-wave mixing // Opt. Lett.— 1982.— V. 7, N 7.
10. Cronin-Colomb M., Fisher B., White J. O., Yariv A. Theory and application of four-wave mixing in photorefractive media // IEEE.— 1984.— V. QE-20, N 1.

Поступило в редакцию 30 сентября 1987 г.

УДК 535.37

В. А. ГУСЕВ, А. П. ЕЛИСЕЕВ, Б. Г. НЕНАШЕВ, А. П. СЕДЕЛЬНИКОВ

(Новосибирск)

#### ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ТИОГАЛЛАТА СЕРЕБРА $\text{AgGaS}_2$

В последние годы соединения типа I—III—VI<sub>2</sub> с решеткой халькопирита привлекают внимание исследователей своими полупроводниковыми свойствами [1]. К ним относится и тиогаллат серебра  $\text{AgGaS}_2$ , который интересен также и для квантовой электроники, поскольку материал прозрачен в диапазоне 0,5—12 мкм, отличается высоким двулучепреломлением. Представляется важным изучение энергетических уровней дефектов, определяющих оптические свойства данных кристаллов. Ранее люминесцентные методы использовались для этой цели лишь при электронном возбуждении [2—5]. В данной работе излучательная рекомбинация в тиогаллате серебра впервые детально исследуется при оптическом возбуждении.

Кристаллы  $\text{AgGaS}_2$  выращивались в вакуумированных и отпаянных под вакуумом кварцевых ампулах методом Бриджмена—Стокбаргера из шихты стехиометрического состава. Исходные вещества марки ОСЧ предварительно подвергались дополнительной очистке от кислородуглеродсодержащих примесей и газовых примесей.

После выращивания кристаллы отжигались в атмосфере  $\text{Ag}_2\text{S} + \text{S}$  при  $930^\circ\text{C}$  в течение 30 дней. Образцы для исследований представляли собой полированные пластины бледно-желтого цвета размером  $5 \times 5 \times 1 \text{ мм}^3$ . Спектры стационарной фотолюминесценции (ФЛ) получались на установке, состоящей из ксеноновой лампы ДКС зЛ-1000, монохроматора МДР-23 в возбуждающей части; регистрация излучения производилась с помощью спектрофотометра СДЛ-1 и ФЭУ-79 в видимом диапазоне приемником PbS в ИК-области спектра. Кристалл устанавливался в металлическом криостате, позволяющем изменять температуру в пределах 80—500 К.

Спектр ФЛ тиогаллата серебра состоит из трех основных широких полос, расположенных при 495, 680 и 1550 нм. Полоса 495 нм отличается сильной асимметрией, простирается в длинноволновую сторону до 600 нм и ответственна за характерную