

## ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ПО ЧАСТОТЕ КОМБИНАЦИОННЫЙ ЛАЗЕР НА НАКЛОННЫХ ПОЛЯРИТОНАХ

*Р.Н.Гюзалин*

Впервые сообщается о наблюдении вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) света на наклонных поляритонах. Показано, что использование ВКР на наклонных поляритонах в кристалле йодата лития обеспечивает плавную перестройку частоты первой стоксовой компоненты в интервале  $100 \text{ см}^{-1}$ .

В последние годы возрос интерес к исследованию комбинационного рассеяния (КР) света на поляритонах, которое является одним из возможных методов создания источников когерентного излучения с плавной перестройкой частоты. Кроме того результаты таких исследований содержат информацию о дисперсии показателя преломления среды, колебательном спектре решетки и поперечных КР. В работе [1] для получения перестройки частоты использовалось вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) на нормальных поляритонах в кристалле ниобата лития. Как мы увидим ниже, использование наклонных поляритонов позволяет существенно упростить схему экспериментальной установки и одновременно значительно расширить диапазон перестройки частоты [2].

В данной работе для получения перестройки частоты когерентного излучения впервые использовалось ВКР на наклонных поляритонах.

Эксперименты проводились на кристалле йодата лития,  $\text{LiIO}_3$  – оптический одноосный кристалл, принадлежащий к гексагональной группе симметрии с двумя молекулами в элементарной ячейке [3]. В колебательном спектре йодата лития содержатся полярные колебания двух типов симметрии – невырожденные симметрии  $A$  ( $x$ ) и двукратно вырожденные симметрии ( $x, y$ ), которые активны и в комбинационном рассеянии [4, 5]. Наклонные поляритоны в йодате лития появляются в результате одновременного связывания фотонов с упругими поперечными волнами полярных колебаний обоих вышеуказанных типов симметрии при распространении под острым углом  $\theta$  к оптической оси  $z$  (см. векторную диаграмму на рис. 2) [2].

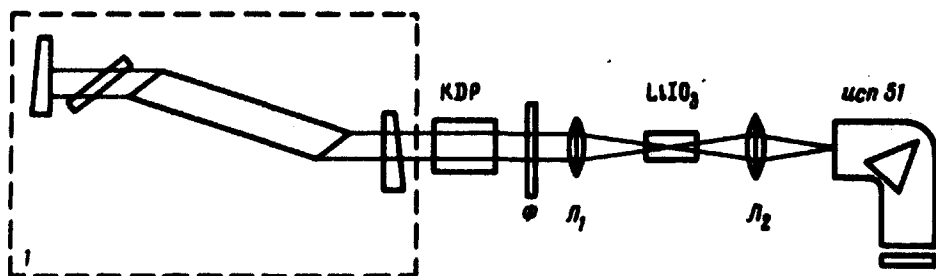


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: Ф – светофильтр СЗС-21 (для выделения второй гармоники с длиной волны 530 нм)

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. В качестве накачки использовалась вторая гармоника лазера 1 на неодимовом стекле с синхронизированными модами. Интенсивность несфокусированного пучка второй гармоники достигали  $10^8 - 10^9 \text{ см/см}^2$  при ширине спектра на уровне половины интенсивности в  $70 - 80 \text{ см}^{-1}$ . Гармоника фокусировалась в кристалл  $\text{LiIO}_3$  линзой  $L_1$  с  $F = 10 \text{ см}$ . Рассеянный свет проецировался линзой  $L_2$  на щель спектрографа ИСП-51.

В условиях нашего эксперимента ВКР развивалось колинечно волне накачки при одном проходе через кристалл. Векторная диаграмма, приведенная на рис. 2 соответствует закону сохранения импульса в этом случае. Величина волнового вектора  $k_n$  элементарного возбуждения, ответственного за ВКР, с учетом закона сохранения энергии равна

$$k_n = k_H - k_C = 2\pi\nu_n n_0(\nu_H), \quad (1)$$

где  $k_H$  и  $k_C$  – величины волновых векторов фотонов накачки и рассеянного света соответственно,  $\nu_H, \nu_n$  – частоты накачки и рассеивающего поляритона соответственно,  $n_0(n_n)$  – показатель преломления среды для обыкновенного (необыкновенного) луча. В экспериментах использовались пять элементов с плоско-параллельными торцами, в которых волна накачки при нормальном падении на входной торец распространялась под углами  $\theta = 90, 60, 45, 30$  и  $0^\circ$  к оси  $z$  в плоскости  $xz$ .

Когда волна накачки распространялась вдоль оси  $z$  ВКР развивалось на нормальных поляритонах с частотой  $750 \text{ см}^{-1}$ , связанных только с колебаниями моды  $795 \text{ см}^{-1}$  симметрии  $A$ . Этот результат согласуется с данными работ [6, 7]. Коэффициент преобразования в перестраиваемую первую стоксовую компоненту составлял  $\sim 20\%$ .

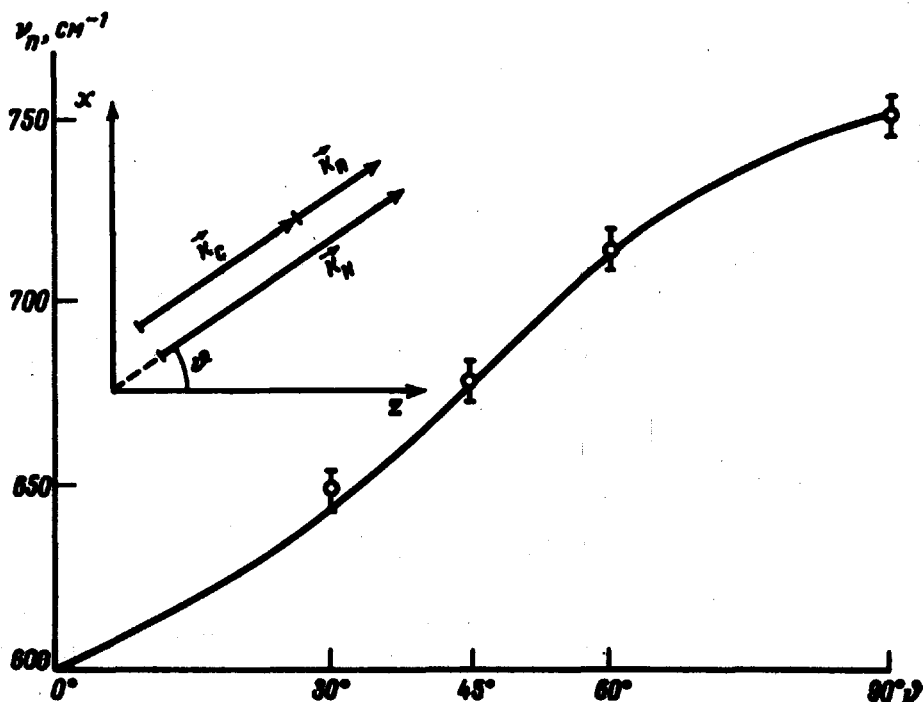


Рис. 2. График перестройки частоты комбинационного лазера на наклонных поляритонах кристалла йодата лития

При использовании косых срезов ВКР развивалось на наклонных поляритонах, связанных с двумя верхними поперечными полярными колебаниями — моды  $\nu_A^{TO} = 795 \text{ см}^{-1}$  симметрии  $A$  и моды  $\nu_E^{TO} = 769 \text{ см}^{-1}$  симметрии  $E_1$ . Следует отметить, что коэффициент преобразования энергии накачки в перестраиваемую компоненту ВКР на наклонных поляритонах уменьшался с уменьшением  $\theta$  и при  $\theta = 30^\circ$  составлял всего  $1 - 2\%$ . А при  $\theta = 20^\circ$  и  $\theta = 0^\circ$  ВКР на наклонных поляритонах не развивалось из-за конкуренции со стороны компонент ВКР на неполярных фонах моды  $824 \text{ см}^{-1}$  симметрии  $E_2$  [4]. Наблюдалась тенденция уменьшения и спектральной ширины перестраиваемого излучения при уменьшении угла  $\theta$ . При изменении от  $90$  до  $30^\circ$  спектральная ширина уменьшалась от  $20$  до  $10 \text{ см}^{-1}$ .

На рис. 2 приведен график зависимости частотного сдвига стоксового излучения от угла  $\theta$ . Как видно из рисунка экспериментально по-

лученные значения частотных сдвигов  $\nu_n$  хорошо аппроксимируются кривой, рассчитанной по формуле (2) для наклонных поляритонов с учетом только верхних ветвей полярных колебаний [2].

$$t g^2 \theta = \frac{\left(\frac{2\pi\nu_n}{k_n}\right)^2 - \frac{1}{n_0^2(\nu_H)} \frac{(\nu_E^{TO})^2 - \nu_n^2}{(\nu_E^{LO})^2 - \nu_n^2}}{\left(\frac{2\pi\nu_n}{k_n}\right)^2 - \frac{1}{n_e^2(\nu_H)} \frac{(\nu_A^{TO})^2 - \nu_n^2}{(\nu_A^{LO})^2 - \nu_n^2}}, \quad (2)$$

где  $\nu_A^{LO}$ ,  $\nu_E^{LO}$  – частоты продольных оптических фононов симметрии  $A$  и  $E_1$  соответственно.

Из приведенных данных видно, что достигнутый интервал перестройки составляет  $100 \text{ см}^{-1}$ . Очевидно, что можно получить все промежуточные значения  $\nu_n$ , лежащие между  $650$  и  $750 \text{ см}^{-1}$  при непрерывном изменении угла  $\theta$ . Этого можно легко добиться использованием образца цилиндрической формы, помещенного в иммерсионную жидкость.

Заметим также, что использование косых срезов дает возможность построения перестраиваемого по частоте источника когерентного оптического излучения и на продольных фононных полярных колебаний.

Автор выражает глубокую благодарность М.Л.Тер-Микаеляну за постоянный интерес к работе и обсуждение результатов, а также Т.О.Овакимяну за помощь при проведении экспериментов.

Институт физических исследований  
Академии наук Армянской ССР

Поступила в редакцию  
3 июня 1974 г.

### Литература

- [1] J.M.Yarborough, S.S.Sussman, H.E.Puthoff, R.H.Pantel, B.C.Johnson. Appl. Phys. Lett., 15, 102, 1969.
- [2] W.S.Otaguro, E.Wiener-Avnear, S.P.S.Porto, J.Smit. Phys. Rev., B6, 3100, 1972.
- [3] A.Rosenzweig, B.Morozin. Acta. Crist. 20, 758, 1966.
- [4] R.Claus, H.W.Schroter, H.H.Hacker, S.Haussuhl. Z.Naturforsch., 24, 1733, 1969.
- [5] W.Otaguro, E.Wiener-Avnear, C.A.Arguelo, S.P.S.Porto. Phys. Rev., B4, 4542, 1971.
- [6] E.Amzallag, T.S.Chang, B.C.Johnson, R.H.Pantel, H.E.Puthoff. J. Appl. Phys., 42, 3251, 1971.
- [7] К.В.Карменян, Ю.С.Чилингарья. Письма в ЖЭТФ, 17, 106, 1973.