

**ОБРАЩЕНИЕ ВОЛНОВОГО ФРОНТА  
ПРИ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ  
В СРЕДАХ С НЕЛОКАЛЬНОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ**

*Н.В.Кухтарев, С.Г.Одулов*

Обнаружено и исследовано явление генерации комплексно-сопряженных волновых фронтов при вырожденном четырехволновом взаимодействии в сегнетоэлектрических кристаллах  $\text{LiNbO}_3$  и  $\text{LiTaO}_3$  с нелокальным нелинейным откликом.

Вырожденное по частоте попарно-коллинейрное четырехволновое взаимодействие света (ЧВС) в средах с кубической нелинейностью привлекает внимание в связи с возможностью практически безынерционно-го усиления и генерации комплексно-сопряженных волновых фронтов [1 – 3], что может быть использовано для коррекции волновых фронтов лазерного излучения [4].

К настоящему времени ЧВС изучено в нелинейных жидкостях [2] и в парах металлов [3], – в средах с локальным нелинейным откликом, где изменение показателя преломления  $\Delta k$  пропорционально интенсивности света  $I = |E|^2$  в каждой координатной точке  $r$ . В данной работе обнаружена и исследована генерация комплексно-сопряженных волновых фронтов при ЧВС в кристаллах ниобата и танталата лития, в которых реализуется нелинейный нелокальный отклик вида  $\Delta k \sim \frac{d}{dr} \ln I(r)$  (так называемая "диффузионная нелинейность" [5, 6]).

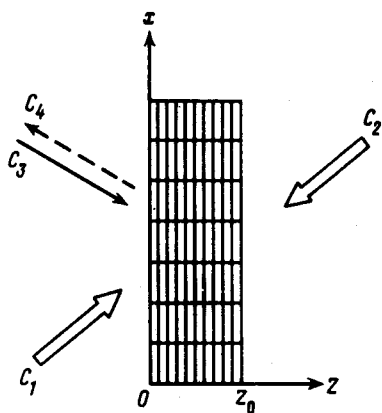


Рис.1. Схема ЧВС и изофазные поверхности светоиндуцированных решеток отражательного и пропускающего типа.

На рис.1 изображена схема ЧВС. Пучок излучения гелий-кадмиевого лазера ( $\lambda = 0,44 \mu\text{м}$ ,  $P = 10 \text{ мВт}$ ) расщеплялся на два с комплексными амплитудами  $C_1$  и  $C_3$  (обозначаем  $E_e = 0,5 [C_e \exp i(\omega t - k_e r) + \text{к.с.}]$ ), которые сводились в объеме образца. С помощью зеркала прошедший сквозь кристалл пучок  $C_1$  отражался в обратном направлении, образуя вторую волну накачки  $C_2$ . В некоторых случаях волна  $C_2$  создавалась за счет френелевского отражения от задней грани образца. В результате ЧВС возникала и усиливалась волна  $C_4$ , направленная навстречу сигнальной волне  $C_3$ . На рис.1 показаны также изофазные поверхности светоиндуцированных решеток показателя преломления (для простоты – только две решетки: отражательная, образованная при интерференции волн  $C_2$  и  $C_3$ , и пропускающая, от волн  $C_1$  и  $C_3$ ). На языке светоиндуцированных голографических решеток появление волны  $C_4$  определяется дифракцией волны  $C_2$  на пропускающей решетке и волны  $C_1$  на отражающей решетке, а изменение волны  $C_3$  – дифракцией  $C_1$  на пропускающей и  $C_2$  на отражающей решетках.

На рис.2 показаны характерные примеры изменения интенсивностей волн  $C_3$  и  $C_4$  при взаимодействии в номинально чистых восстановленных кристаллах  $\text{Li TaO}_3$  для двух ориентаций C-оси: по и против направления биссектрисы угла между пучками  $C_1$  и  $C_3$ . Как видно, в от-

личие от известных данных по ЧВС в средах с локальным откликом [2, 3], в данном случае заметна сильная анизотропия, выражающаяся как в изменении интенсивности волны  $C_4$  так и в знаке изменения волны  $C_3$ .

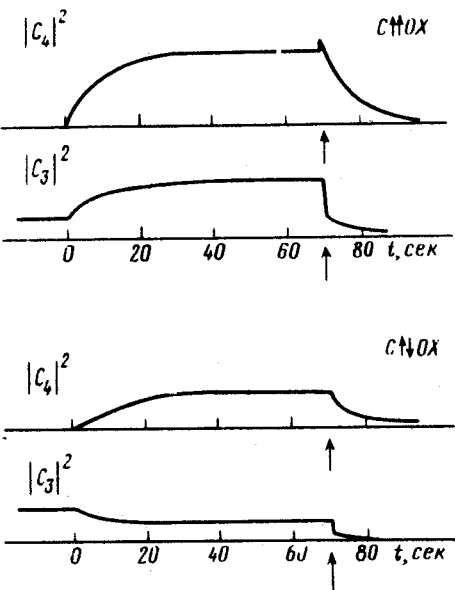


Рис.2. Зависимости от времени интенсивностей сигнальной  $C_3$  и генерируемой  $C_4$  волн при различных ориентациях  $C$ -оси кристалла  $LiTaO_3$ .  $C_1(0)^2 \approx C_2(z_0)^2$ ;  $C_3(0)^2 = 0,15 C_1(0)^2$ . Стрелкой указан момент прерывания сигнального пучка,  $C_3(0) = 0$

Интенсивность возникающей волны  $C_4$  в пределах  $C_3^2 \lesssim 0,1 C_1^2$  линейно изменялась с уменьшением начального значения интенсивности волны  $C_3$ . Наблюдалась очень резкая зависимость интенсивности четвертой волны от степени коллинеарности волн накачки: разъюстировка волны  $C_2$  относительно  $C_1$  на  $15''$  ослабляла стационарное значение  $|C_4|^2$  вдвое.

Проверочные эксперименты подтвердили, что волна  $C_4$  является комплексно-сопряженной по отношению к сигнальной волне  $C_3$ . Если в волну  $C_3$  вносилась отрицательная линза, волна  $C_4$  становилась сходящейся сферической волной и на определенном расстоянии фокусировалась в точку. При введении в волну  $C_3$  транспарантов, в волне  $C_4$  восстанавливались их действительные изображения, примеры которых показаны на рис.3. Полученное разрешение  $\approx 20 \text{ мм}^{-1}$  не является предельным и определяется апертурой области взаимодействия ( $\approx 1 \text{ мм}$ ) и расстоянием до транспаранта ( $\approx 10 \text{ см}$ ). С помощью метода неоднородной фазовой пластинки, описанного в работе [7], было установлено, что доля энергии, идущая точно в комплексно-сопряженную волну составляет не менее 70% от всего излучения, распространяющегося навстречу сигнальному пучку.

Теория явления базируется на совместном решении уравнений Максвелла и электропереноса – диффузии для электрооптического кристалла [6]. Уравнения для безразмерных интенсивностей  $v_e = \frac{I_e}{I_0}$  ( $I_0$  – сумма интенсивностей падающих на кристалл световых волн) и фаз  $\phi_e$  ( $c_e = \sqrt{I_e} \exp i \phi_e$ ), для  $C$ -оси кристалла, ориентированной параллельно

оси  $OX$  (рис.1), имеют вид

$$\frac{\partial v_1}{\partial z'} = - \frac{\partial v_3}{\partial z'} = v_1 v_3 + \sqrt{v_1 v_2 v_3 v_4} \cos \phi,$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial z'} = - \frac{\partial v_4}{\partial z'} = v_2 v_4 + \sqrt{v_1 v_2 v_3 v_4} \cos \phi, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{1}{2} \left[ (v_2 - v_3) \sqrt{\frac{v_1 v_4}{v_2 v_3}} + (v_1 - v_4) \sqrt{\frac{v_2 v_3}{v_1 v_4}} \right] \sin \phi,$$

где  $\phi \equiv \phi_3 - \phi_1 + \phi_2 - \phi_4$ ;  $z' = 4z k_o^2 r_{33} \kappa^4 T k_{1x} \left[ k_{1z} \left( 1 - \frac{\sigma_T}{\sigma_\Phi} \right) \right]^{-1}$ ,

$z_o \equiv z'(0)$  – безразмерная толщина кристалла,  $k_{1x} = k_o \kappa \sin \frac{\theta}{2}$ ,  
 $k_{1z} = k_o \kappa \cos \frac{\theta}{2}$ ,  $k_o = 2\pi/\lambda$ ,  $\theta$  – угол схождения пучков  $C_1$  и  $C_3$  в среде  
 $\sigma_T/\sigma_\Phi$  – отношение темновой проводимости к фотопроводимости кристалла,  $r_{33}$  – электрооптический коэффициент.

Из (1) следует, что при  $v_4(z_o) = 0$  для  $\phi$  существует интеграл сохранения  $\phi = n\pi$ ,  $n = 0, \pm 1, \dots$  который определяет линейную связь фазы генерируемой волны с фазами исходных волн

$$\phi_4 = -\phi_3 + \phi_2 + \phi_1 + n\pi. \quad (2)$$

Выражения для интенсивностей взаимодействующих волн в приближении  $v_1 v_2 v_3^{-1} \gg v_2 \gg v_4$  имеют вид

$$v_2 = v_2(z_o); \quad v_1 + v_3 = v_1(0) + v_3(0) \equiv v_{13},$$

$$v_3(z_o') = v_{13} v_3(0) [v_2(0) + v_1(z_o) \exp(z_o' v_{13})]^{-1}. \quad (3)$$

Если при этом  $z_o' (v_{13} - v_2) \ll 1$  и  $v_{30} < v_{10} \exp(v_{13} z_o')$ , то выражение для  $v_4$  принимает простой вид

$$v_4(0) = v_2 \frac{v_3(0)}{v_1(0)} [1 - \exp(-v_{13} z_o')]^2. \quad (4)$$

Из (3, 4) следует, что, в зависимости от ориентации  $C$ -оси кристалла (изменение знака  $z_o'$ ),  $v_4$  имеет различную величину, а  $v_3$  может быть больше или меньше, чем  $v_3(0)$  в соответствии с экспериментальными данными. Из (4) следует также наблюдавшаяся экспериментально линейная зависимость интенсивности комплексно-сопряженной волны от начальной интенсивности сигнальной волны  $v_3(0)$ . Экспериментальное значение коэффициента усиления  $\Gamma = v_{13} (z_o' / z_o) \approx 5 \text{ см}^{-1}$  в  $\text{LiTaO}_3$  при угле схождения  $\theta = 22^\circ$  в два раза меньше теоретической оценки.

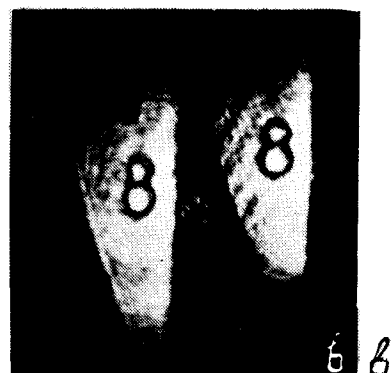
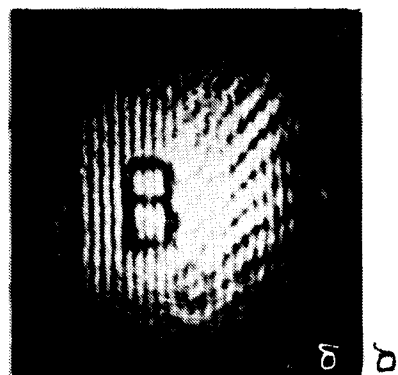
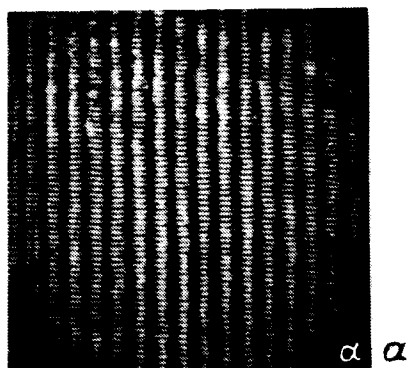


Рис.3. Действительные изображения транспарантов, внесенных в сигнальную волну, восстановленные в комплексно-сопряженной волне  $C_4$ : а — решетка с пространственной частотой  $20 \text{ мм}^{-1}$ , б — примеры восстановления сложных сигналов

Таким образом среды с нелокальной нелинейностью также могут быть использованы для генерации и усиления комплексно-сопряженных волновых фронтов. Важным преимуществом ЧВС в этих материалах является выполнение закона сохранения фаз типа (2) при любом соотношении интенсивностей взаимодействующих волн<sup>1)</sup>. Следствием этого закона является отсутствие зависимости фазы волны  $C_4$  от началь-

<sup>1)</sup> Для сред с локальным откликом в приближении заданного поля волн накачки соотношение (2) справедливо только при условии равенства интенсивностей волн накачки.

ных интенсивностей взаимодействующих волн и линейная связь между фазами всех пучков. Это определяет практическую независимость волнового фронта восстанавливаемой комплексно-сопряженной волны  $S_4$  от степени неоднородности волн накачки по интенсивности с одной стороны и возможность выполнения операций обработки и сравнения фазовых транспарантов с другой.

Авторы благодарны Б.Я.Зельдовичу за стимулирующую критику данной работы.

Институт физики  
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию  
18 апреля 1979 г.

### Литература

- [1] R.W.Hellwarth. JOSA, 67, 1, 1977; A.Yariv, D.M.Pepper. Opt. Lett., 1, 16, 1977.
  - [2] S.L.Jensen, R.W.Hellwarth. Appl. Phys. Lett., 32, 166, 1977.
  - [3] D.M.Bloom, G.C.Bjorklund. Appl. Phys. Lett., 31, 592, 1977.
  - [4] Б.Я.Зельдович, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский, Ф.С.Файзулов. Письма в ЖЭТФ, 15, 160, 1972.
  - [5] J.J.Amodei. RCA Rev., 32, 185, 1971.
  - [6] В.Л.Винецкий, Н.В.Кухтарев, В.Б.Марков, С.Г.Одулов, М.С.Соскин. Известия АН СССР, сер. физ., 41, 811, 1977.
  - [7] В.Н.Блащук, Б.Я.Зельдович, Н.А.Мельников, Н.Ф.Пилипецкий, В.И.Поповичев, В.В.Рагульский. Письма в ЖТФ, 3, 211, 1977.
-