

"ВЗРЫВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ" И ОПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В ФОТОРЕФРАКТИВНЫХ КРИСТАЛЛАХ

А.Д.Новиков, В.В.Обуховский, С.Г.Одулов, Б.И.Стурман

Предсказан и обнаружен новый тип безрезонаторной оптической генерации в фоторефрактивных кристаллах с циркулярным фотогальваническим эффектом при вырожденном по частоте многопучковом встречном взаимодействии.

1. Для встречного четырехволнового взаимодействия в средах с кубичной нелинейностью интенсивности сигнальной и обращенной волн нарастают пропорционально квадрату длины взаимодействия l^2 , а при больших длинах энергия то возвращается в волны накачки, то вновь передается в сигнальную и обращенную волны ^{1,2}. В физике плазмы известны подобные решения во временной области, связанные с распадной неустойчивостью ³. В настоящей работе показано, что при встречных многопучковых взаимодействиях в фоторефрактивных кристаллах, нелинейность которых связана с циркулярными фотогальваническими токами ⁴, интенсивность сигнальной волны на выходе из кристалла растет с увеличением толщины как $(l - l_{кр})^2$, т.е. подобно нарастанию во времени волн при взрывной неустойчивости ³. При этом в кристалле с $l \geq l_{кр}$ должна возникать безрезонаторная оптическая генерация, которую удалось осуществить экспериментально в кристалле $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$.

2. Пусть на двупреломляющий фоторефрактивный кристалл падают две волны накачки p и p' , распространяющиеся навстречу друг другу, и ортогонально поляризованная сигнальная волна s , лежащая в плоскости, перпендикулярной S -оси кристалла. В результате взаимодействия могут дополнительно возникать: (а) только одна обращенная по отношению к сигнальной волна s' ; (б) только одна, симметричная по отношению к волне накачки холостая волна i с сопряженным фронтом; (в) три дополнительных волны – обращенная s' и пара взаимносопряженных холостых волн i и i' . Для реализации последнего случая (в) необходимо удовлетворить следующие условия синхронизма

$$2k_p = k_s + k_i; \quad 2k_{p'} = k_{s'} + k_{i'}; \quad (1)$$

$$k_{p'} + k_p = k_{s'} + k_s = k_i + k_{i'}. \quad (2)$$

Для осуществления попутного параметрического взаимодействия (б) достаточно одной волны накачки и выполнения условия синхронизма (1). И, наконец, для реализации встречного векторного четырехволнового взаимодействия (а) необходимо, чтобы сигнальная волна была далека от условий синхронизма (1), но выполнялось условие (2) для волн s, s' и p, p' . Схематически указанные процессы изображены на рис. 1.

3. Укороченные уравнения для комплексных амплитуд A сигнальной и рождающихся волн в приближении заданного поля волн накачки, $A_s, A_{s'}, A_i, A_{i'} \ll A_p, A_{p'}$, имеют вид

$$\frac{dA_s}{dx} = \gamma'' D(x) A_p, \quad \frac{dA_{s'}^*}{dx} = \gamma'' D(x) A_{p'}^*, \quad (3)$$

$$\frac{dA_i^*}{dx} = -\gamma'' D(x) A_p^*, \quad \frac{dA_i'}{dx} = -\gamma'' D(x) A_{p'}',$$

где

$$D(x) = A_p^* A_s + A_p^* A_{s'} - A_p A_i^* - A_{p'} A_i',$$

$$\gamma'' = \omega n^3 r_{s1} \beta_{15}'' \cos \theta (2c\sigma)^{-1}.$$

Здесь r — компонента тензора электрооптического эффекта, θ — угол между сигнальной волной и волнами накачки, σ — фотопроводимость кристалла. В уравнениях (3) учтено действие только циркулярного пространственно-осциллирующего тока, связанного с антисимметричной компонентой тензора фотогальванического эффекта β_{15}'' ^{4,5}. Именно эта нелинейность нелокального типа является преобладающей для использованных в эксперименте кристаллов $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu}$ и именно она приводит к качественно новым эффектам при многопучковых взаимодействиях.

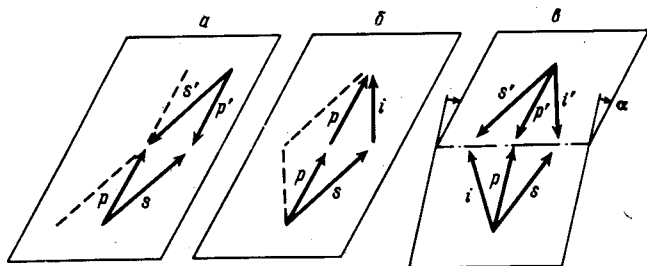


Рис. 1

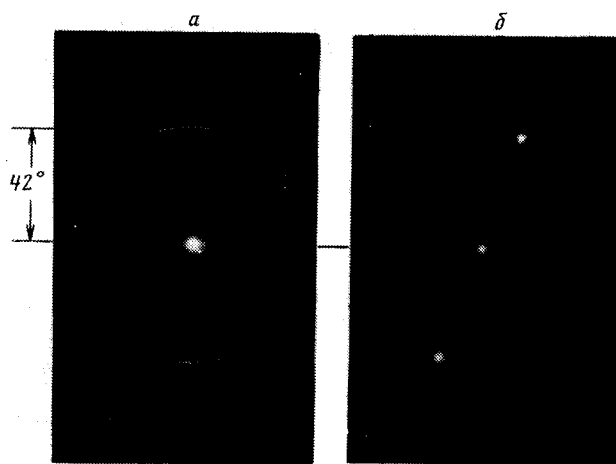


Рис. 3

Рис. 1. Схема векторного синхронизма для встречного четырехпучкового параметрического взаимодействия (а), для попутного трехпучкового параметрического взаимодействия (б) и шестипучкового взаимодействия (в). Процессы (а) и (в) приводят к "взрывной" особенности, процесс (б) не приводит

Рис. 2. Зависимости пропускания сигнального пучка T (пунктир) и интенсивности безрезонаторной генерации I_Γ (сплошные линии) от константы связи Γl для шестипучкового (а) и четырехпучкового (б) взаимодействий при равных интенсивностях пучков накачки

Рис. 3. Пространственное распределение световых пучков, выходящих из образца на начальном этапе экспозиции (а) и в стационарном режиме (б). На схеме (в) показано сечение конуса синхронизма и положение плоскостей, содержащих пучки накачки, p, p' и генерационные пучки s, i

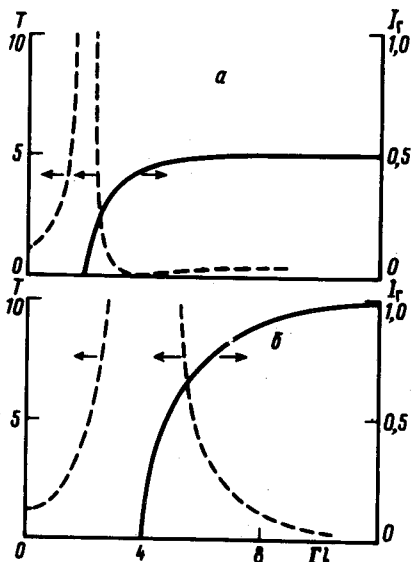
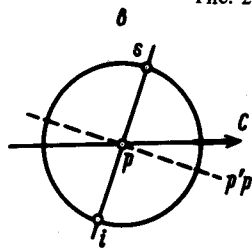


Рис. 2



Первый член в правой части каждого из уравнений (3) ответственен за прямой энергообмен между накачкой и слабой волной при дифракции на сдвиговой решетке⁴, третий член — за параметрическое попутное взаимодействие^{6,7}, а второй и четвертый — за параметрическое встречное взаимодействие. Решение системы (3) для нормированной интенсивности сигнальной волны $T = |A_s(e)/A_s(0)|^2$ имеет вид

$$T = \left[\frac{(1 - 2q^2) \exp [\Gamma(1 - q^2)(1 + q^2)^{-1}] + 1}{2\{1 - q^2 \exp [\Gamma(1 - q^2)(1 + q^2)^{-1}]\}} \right]^2, \quad (4)$$

где $q^2 = |A_p/A_p^*|^2$ отношение интенсивностей волн накачки, $\Gamma = 2\gamma'' |A_p|^2(1 + q^2)$.

В частном случае (б), т.е. при $q = 0$, соотношение (4) сводится к известному выражению для параметрического усиления сигнального пучка⁷. При $q \neq 0$ появляются новые решения "взрывного" типа, для которых характерен бесконечный рост интенсивности рождающихся волн при конечном значении константы связи Γ . Так для одинаковых интенсивностей волн накачки $q = 1$ получим T_6 для шестипучкового и T_4 для четырехпучкового взаимодействий

$$T_6 = \left[\frac{1 - (\Gamma/4)}{1 - (\Gamma/2)} \right]^2, \quad T_4 = \left[\frac{1}{1 - (\Gamma/4)} \right]^2.$$

Очевидно, что для шестипучкового взаимодействия, в котором одновременно три различных процесса приводят к усилению сигнального пучка (прямой двухпучковый энергообмен, попутные и встречные параметрические процессы), "взрыв" наступает при меньшем значении $l_{кр} = 2/\Gamma$, чем для четырехпучкового, в котором отсутствует попутное параметрическое усиление, $l_{кр} = 4/\Gamma$ (рис. 2, пунктирные линии).

Следует отметить, что при формальной аналогии рассмотренного явления с взрывной неустойчивостью плазмы у них существуют и значительные отличия. Бесконечный рост интенсивности волн, пропорциональный $(t - t_0)^{-1}$ при взрывной неустойчивости плазмы следует из решения нелинейных уравнений, описывающих систему, содержащую волны с отрицательной энергией³. В то же время обращение в бесконечность интенсивностей сигнальной и сопряженной волн при $l = l_{кр}$ следует из решения системы линейных уравнений (3) и связано с некорректностью задачи, в которой граничные условия для встречных волн задаются на различных входных гранях кристалла, $x = 0$ и l ⁸. Стационарное решение полной системы нелинейных уравнений показывает, что "взрывная" особенность приближенного решения соответствует порогу возникновения безрезонаторной генерации. Интенсивность генерационных пучков $I_r = |A_s'(0)/A_p'(l)|^2$ при $q^2 = 1$ для взаимодействий (а) и (б) задается соотношениями (рис. 2)

$$(\Gamma)_4 = 2\sqrt{I_r} \ln [(1 + \sqrt{I_r})(1 - \sqrt{I_r})^{-1}], \quad (5)$$

$$(\Gamma)_6 = \sqrt{2I_r} \ln [(1 + \sqrt{2I_r} + \sqrt{1 - 2I_r})(1 - \sqrt{2I_r} + \sqrt{1 - 2I_r})^{-1}]. \quad (6)$$

4. Экспериментально безрезонаторная параметрическая генерация была зарегистрирована нами при встречном шестипучковом взаимодействии (а) в кристаллах $\text{LiNbO}_3 : \text{Cu } 0,02 \text{ вес. \%}$ толщиной 0,15 см. Для возбуждения генерации использовалось нефокусируемое излучение одночастотного одномодового лазера на аргоне (e -волна в кристалле). Встречный пучок накачки формировался за счет отражения от задней грани образца. При плотности мощности порядка 1 Вт/см^2 через несколько десятков секунд появлялось интенсивное параметрическое рассеяние (б), рис. 3, а. Затем на поверхности конуса синхронизма (1) начинала формироваться пара более ярких лучей, которые усиливаясь практически полностью подавляли исходное рассеяние (б), рис. 3, б.

Угловое положение генерационных пучков определялось условиями синхронизма (1), (2) тройки волн s, p, i и s', p', i' распространяются каждая в своей плоскости, причем обе эти плоскости оказываются перпендикулярными плоскости схождения пучков накачки. В свя-

зи с этим, изменяя плоскость разъюстировки образца нам удавалось получить генерацию в произвольном направлении вдоль конуса синхронизма (1). Исключение составляет наклон образца в плоскости, нормальной по отношению к C -оси кристалла. В этом случае волновой вектор динамических решеток, соответствующих условиям синхронизма (1), (2) ориентирован вдоль оси C , т.е. в направлении, для которого циркулярный фотогальванический ток равен нулю ^{4,5} и генерация становится невозможной.

Строгая локализация генерационных пучков в пространстве при малом угловом рассогласовании пучков накачки, а также более низкий порог самовозбуждения выгодно отличают шестипучковую схему, в которой впервые удалось осуществить обсуждаемый режим генерации.

Генерация оказывается достаточно устойчивой по отношению к вариации условий накачки. Так в нашем эксперименте она наблюдалась при разбалансе интенсивностей волн накачки $q^2 \cong 1 : 6$. Качественно это хорошо согласуется с расчетом, согласно которому при $q^2 = 1 : 50$ порог генерации возрастает всего в два раза.

Таким образом, новая нелокальная нелинейность, связанная с циркулярным фотогальваническим эффектом ⁴, в отличие от известной ранее диффузионной нелокальной нелинейности ⁹ кардинально изменила характер встречных многопучковых взаимодействий и позволила осуществить безрезонаторную генерацию новых когерентных световых пучков с управляемым пространственным положением.

Авторы благодарны Т.А.Давыдовой и К.П.Шамраю за полезное обсуждение работы, а также К.Г.Белабаеву и В.Х.Саркисову за предоставление кристалла.

Литература

1. Hellwarth R.W. JOSA, 1977, 67, 1.
2. Yariv A., Pepper D. Opt. Lett., 1977, 1, 16.
3. Кадомицев Б.Б. Коллективные явления в плазме, М.: Наука, 1976, с. 238.
4. Стурман Б.И. Квантовая электроника, 1980, 7, 483.
5. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, 415.
6. Odoulov S., Belabaev K., Kiseleva I. Opt. Lett., 1985, 10, 31.
7. Киселева И.Н., Обуховский В.В., Одулов С.Г. ФТТ, 1986, 28, 2975.
8. Давыдова Т.А. УФЖ, 1981, 26, 1383.
9. Kukhtarev N., Markov V., Odoulov S., Soskin M., Vinetskii V. Ferroelectrics, 1979, 22, 949.