[4] Poziomek E.J., Novak T.I., Mackay R.A. // Edgewood Arsenal special publication EO-SP-7800.
[5] Poziomek E.J., T.J. Novak, Mackay R.A. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1974. V. 27. N 1/2. P. 175–185.
[6] Bladek J., Maliszewski W. // WAT. 1983. V. 32. N 2. P. 366.
[7] Годнев И.Н., Краснов К.С. и др. Физическая химия, М.: Высшая школа, 1982.
[8] Willey D.G., Martire D.E. // Mol. Cryst. Liq. Cryst. 1972. V. 18. N 1. P. 55.

Бакинский государственный университет

Поступило в Редакцию 30 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 23 12 декабря 1990 г.

09

ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ РАЗНОЧАСТОТНЫХ ВОЛН С ПОМОЩЬЮ СТАТИЧЕСКИХ РЕШЕТОК

Т.В. Галстян, Н.В. Табирян

Волновые взаимодействия в анизотропных средах являются важными, прежде всего, в связи с возможностью осуществления условия синхронизма, как это имеет место, например, при генерации гармоник. В работах [1, 2] была показана возможность взаимодействия и энергообмена световых волн в анизотропных средах в неординарных условиях. Одной из основных условий, обусловливающих экспоненциальное усиление встречных волн одинаковой частоты, являлась диагонально-биполярная нелинейность среды.

В настоящей работе показано, что в таких средах возможна параметрическая связь между разночастотными волнами с помощью объемных статических решеток и осуществление синхронного взаимодействия волн в ситуациях, исключающихся при „обычных" механизмах нелинейности.

Рассмотрим наиболее интересный случай встречного распространения (вдоль оси z) двух (сильных и слабых) волн о- и е-типов, причем, волны одинаковой поляризационной моды имеют одинаковые частоты. Направив оптическую ось одноосного кристалла вдоль оси y декартовой системы координат, комплексный вектор напряженности светового поля в среде представим в виде

$$\vec{E}(z)=\vec{e}_x\left[E_1(z)\cdot e^{-ik_1 z}+E_3(z)\cdot e^{ik_1 z}\right]+\vec{e}_y\left[E_2(z)e^{-ik_2 z}+E_4(z)\cdot e^{ik_2 z}\right], \quad (1)$$

где $e_{x,y}$ –орты декартовой системы координат, $k_{1,2}=\frac{2\pi}{\lambda_{1,2}}\cdot n_{oe}$, $\lambda_{1,2}$– длины волн в вакууме, $n_{o,e}$ –показатели преломления для собственных мод, $E_i(z)$ –медленно меняющиеся амплитуды.

Пусть нелинейность среды такая, что отсутствует смешение поляризаций, т.е. равны нулю недиагональные члены тензора возмущений диэлектрической проницаемости среды $\delta\varepsilon_{ik}$, а его главные значения меняются пропорционально некоторому, управляемому интенсивностью света, скалярному параметру Q (например, температуре):

$$\delta\varepsilon_{xx}=C_x\cdot Q(z),\ \delta\varepsilon_{yy}=C_y Q(z),\ \delta\varepsilon_{x,y}=\delta\varepsilon_{yx}=0,$$

$$Q(z)=A_x\left[|E_1|^2+|E_3|^2+b_x(E_1E_3^*\cdot e^{i2k_1z}+\text{к.с.})\right]+A_y\left[|E_2|^2+|E_4|^2+b_y(E_2E_4^*\cdot e^{i2k_2z}+\text{к.с.})\right]. \qquad (2)$$

Здесь $A_{x,y}$; $b_{x,y}$ –действительные константы, причем b_x и b_y определяют эффективность решеточных модуляций по сравнению с однородным возмущением Q.

В приближении неистощающихся сильных волн E_3 и E_4 имеем только их фазовую модуляцию: $E_{3,4}=B_{3,4}\cdot exp(iP_{3,4}\cdot z)$, где $B_{3,4}$ - комплексные постоянные,

$$P_{3,4}=\pi C_{x,y}Q_o/(n_{o,e}\cdot\lambda_{1,2}),\quad Q_o=A_x\cdot|B_3|^2+A_y|B_4|^2. \qquad (3)$$

Укороченные уравнения Максвелла для волн $E_{1,2}$, в приближении $E_{1,2}\ll E_{3,4}$ и с учетом нелинейности [2], приводятся к виду:

$$\begin{cases} dB_1/dz+iP_1B_1+iS_{12}B_2=0\\ dB_2/dz+iP_2B_2+iS_{21}B_1=0, \end{cases} \qquad (4)$$

где $B_{1,2}=E_{1,2}(z)\cdot exp(\mp i\Delta z)$, $\Delta=-q+0.5(P_3-P_4)$, $|q|=|k_2-k_1|\ll K_{1,2}$,

$$P_{1,2}=\pm\Delta+P_{3,4}\left(1+\frac{b_{x,y}A_{xy}|B_{3,4}|^2}{Q_o}\right),\ S_{12}=P_3b_y\cdot\frac{A_yB_3B_4^*}{Q_o},\ S_{21}=P_4b_x\frac{A_xB_3^*B_4}{Q_o}. \qquad (5)$$

Решение системы (4) представляется в виде

$$B_i(z)=\sum_{k=1}^{2}C_{ik}\cdot exp(g_kz), \qquad (6)$$

где $i=1,2$ и

$$g_{1,2}=-0.5i\left(P_1+P_2\mp\left[(P_1-P_2)^2+4S_{12}S_{21}\right]^{1/2}, \qquad (7)$$

а константы C_{ik} определяются граничными условиями. В частном случае вырожденного по частоте взаимодействия выражения (4, 5, 7) переходят в соответствующие выражения работы [2].

Принципиальная особенность рассматриваемого взаимодействия заключается в том, что произведение $S_{12}S_{21}$ для биполярных сред отрицательно. Тем самым подрадикальное выражение при соответствующем выборе параметров волн может быть нулем и даже стать отрицательным, обуславливая стационарное взаимодействие волн разных частот с помощью записи статических решеток.

Рассмотрим ситуацию, когда на вход среды падает лишь одна слабая волна E_2 $(E_1(z=0)=0)$. Тогда из (4, 6, 7) получаем

$$|E_1(z=L)|^2=\left(\frac{\pi L}{n_o\lambda_1}\right)^2 b_y^2 C_x^2 A_y^2 |E_2(z=0)|^2 \cdot |E_3E_4|^2 \cdot (\sin(\gamma L)/\gamma L)^2, \quad (8)$$

где введено обозначение $\gamma=0.5\left[(P_1-P_2)^2+4S_{12}S_{21}\right]^{1/2}$.

Из (8) видна возможность синхронного взаимодействия волн, обуславливающего монотонное возрастание интенсивности E_1, если $\gamma\to 0$. В этом случае возникновение и возрастание волны E_1 аналогично брэгговской дифракции волны E_2 на объемной голограмме. Важно заметить, что такая аналогия в рассмотренной нами геометрии может иметь место только благодаря биполярности оптической нелинейности, так как условие синхронизма $(\gamma\to 0)$ можно выполнить только в этом случае.

Более того, режим брэгговской дифракции можно перевести в режим параметрического экспоненциального усиления волны E_1. Это имеет место, когда $\gamma^2<0$, что накладывает определенные соотношения между интенсивностями и длинами световых волн. При весьма упрощающих предположениях $(b_{x,y}\ll 1,\ A_x=A_y=A,\ C_x=|C_y|=C)$ соотношение между параметрами пучков, необходимое для достижения синхронизма, определяется условием

$$|E_3|^2=\frac{n_o(\lambda_1)\cdot n_e(\lambda_2)}{AC}\cdot\frac{n_e(\lambda_2)\cdot\lambda_1-n_o(\lambda_1)\cdot\lambda_2}{n_e(\lambda_2)\cdot\lambda_2+n_o(\lambda_1)\cdot\lambda_1}-|E_4|^2. \quad (9)$$

Максимальный же коэффициент усиления μ при этом порядка

$$\mu\approx(\pi ACb)^2\cdot|E_3|^2|E_4|^2/\left[n_o(\lambda_1)\cdot n_e(\lambda_2)\cdot\lambda_1\lambda_2\right]. \quad (10)$$

Таким образом, в настоящей работе показана возможность параметрической связи разночастотных волн с помощью статических решеток. Это явление представляет не только теоретический интерес, но и может найти широкие практические приложения, например, оно позволит осуществить взаимодействие разночастотных волн в средах с большой кубичной (самофокусировочной) нелинейностью, которые, как правило, характеризуются большими временами релаксаций и неэффективны для записи бегущих решеток. Кроме того, здесь открываются новые возможности опто-оптической модуляции света со многими управляющими параметрами.

Авторы благодарят Б.Я. Зельдовича и Я.Ч. Ку, обсуждения с которыми во многом стимулировали настоящую работу.

Список литературы

[1] Табирян Н.В. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 37. С. 150. С. 150.

[2] Zel'dovich B.Ya., Tabiryan N.V. // Proceeding of ECO-1, STIE. V. 1017. Hamburg, 1988, P. 193-198.

Институт прикладных
проблем физики АН Арм.ССР

Поступило в Редакцию
11 сентября 1990 г.