О САМОВОЗДЕЙСТВИИ СВЕТА В КРИСТАЛЛАХ

Л.А.Островский

1. Возможность наблюдения самофокусировки [1-5] и других эффектов "самовоздействия" [6] света связывается сейчас почти исключительно с кубической нелинейностью зависимости поляризации от поля в жидкостях, так как последние характеризуются большими значениями добавки к нелинейной поляризуемости [7,8]. Для кристаллов соответствующие значения обычно много меньше. Однако в кристаллах, не обладающих центром инверсии, возможно сильное самовоздействие из-за реакции второй гармоники. В этом случае интересны и специфические эффекты, обусловленные анизотропией. Ниже рассматриваются особенности такого механизма и даются простейшие оценки.

Взаимодействие волн с частотами ω, 2ω в квадратичной среде приводит к появлению на соответствующих частотах векторов нелинейной поляризации

$$P_i^{(2\omega)} = \chi_{ikl}^{(2\omega)} E_k^{(\omega)} E_l^{(2\omega)} \, (a); \; P_i^{(\omega)} = \chi_{ikl}^{(2\omega-\omega)} E_k^{*(\omega)} E_l^{(2\omega)} (б). \quad (1)$$

Определяя $\mathbf{E}^{(2\omega)}$ по (1, *а*) в приближении заданного поля (справедливом всюду, кроме направлений синхронизма) и подставляя результат в (1, *б*), получим для $P_i^{(\omega)}$ в квазиплоской волне выражение вида

$$P_i^{(\omega)} = \theta_{iklm} A_k^* A_l A_m e^{-i\mathbf{k}_1\mathbf{r}} + P_i' e^{-i(\mathbf{k}_1-\mathbf{k}_2)\mathbf{r}}. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{A}$ – амплитуда основной волны, $\mathbf{K}_{1,2}$ – значения волнового вектора соответственно на частотах ω, 2ω; $\hat{\theta}$ – тензор, пропорциональный произведению тензоров $\hat{\chi}^{(2\omega)}$ и $\hat{\chi}^{(2\omega-\omega)}$; P_i' – поляризация, связанная с собственными волнами на частоте 2ω и определяемая из граничных условий. Поскольку размеры кристалла обычно много больше расстояния когерентности $l_{\text{ког}} \sim \pi/|2K_1 - K_2|$ член P_i' можно отбросить при усреднении по периоду $2\pi/|k_1|$. В результате на частоте ω возникает синхронная с волной вынужденная поляризация третьего порядка, которая приводит к зависимости показателя преломления от амплитуды и, следовательно, к самовоздействию.

2. Рассмотрим сначала распространение обыкновенной волны в одноосном кристалле типа KDP, в котором от нуля отличны следующие компоненты тензоров $\hat{\chi}$: $\chi_{1,23} = \chi_{2,13} = \chi_{3,21} = \chi$, причем $\hat{\chi}^{(2\omega)} = \hat{\chi}^{(2\omega-\omega)}$ (3 – оптическая ось, 1,2 – две другие кристаллографические оси). Если волна распространяется вдоль оси z и поляризована по x ($x \perp 3$), то вектор $\mathbf{P}^{(2\omega)}$ направлен вдоль оптической оси (ср. [8]) и возбуждает на частоте 2ω необыкновенную волну. Так как в оптике почти всегда $|2k_1 - k_2| \ll k_{1,2}$ даже вдали от синхронизма, то компонента $P_x^{(\omega)}$, параллельная полю основной волны, равна

$$P_x^{(\omega)} = \frac{4\pi\chi^2 \sin^2 2\phi \sin\gamma \sin\theta\, \epsilon_\perp A_x |A_x|^2}{(n_1^2 - n_2^2)\cos(\gamma-\theta)(\epsilon_\perp \sin^2\theta + \epsilon_{II}\cos^2\theta)} = \frac{\epsilon'}{4\pi}|A_x|^2 A_x. \quad (3)$$

Здесь θ – угол между осью z и оптической осью, γ – угол между последней и лучевым вектором необыкновенной волны, ϕ – азимутальный угол луча в плоскости (12); n_1, n_2 – показатели преломления соответственно обыкновенной волны на частоте ω и необыкновенной на 2ω. Другие компоненты $\mathbf{P}^{(\omega)}$ возбуждают и необыкновенную волну на частоте ω, однако из-за анизотропии ее поле не находится в синхронизме с E_x и остается малым.

Итак, обыкновенная волна в кристалле распространяется так же, как в изотропной среде с нелинейностью типа $\epsilon_{\text{эф}} = \epsilon_0 + \epsilon'|A_x|^2$, где ϵ' дается формулой (4). Эта нелинейность приводит к изученным для изотропных сред эффектам*). Здесь, однако, имеется существенная зависимость от направления не только величины, но и характера эффектов. Так, знак ϵ' зависит от разности $n_1^2 - n_2^2$, т.е. если по одну сторону конуса синхронизма возможна самофокусировка, то по другую его сторону волна расфокусируется.

Для оценки величины ϵ' в (3) необходимо учесть, что ϵ' растет с приближением к синхронизму, но (3) справедливо до тех пор, пока эффекты дисперсии преобладают над нелинейными, т.е. когда величина $\xi \sim |\chi A|/|n_1 - n_2|$ мала. Вдали от синхронизма ($\theta = \pi/2$, $\phi = \pi/4$) величина ϵ' равна для KDP $2{,}5 \cdot 10^{-14}$ $CGSE$, а для $\mathrm{LiNiO_3}$ превышает 10^{-12} $CGSE$. Вблизи углов синхронизма $|\epsilon'|$ достигает значений не менее $10^{-11} \div 10^{-10}$ $CGSE$ с одновременным выполнением условия $\xi \ll 1$ при мощности луча порядка $10^6 - 10^7$ *вт/см*^{2}.** (Заметим, что в нелинейных жидкостях ϵ' не превышает 10^{-11} $CGSE$). Характерная длина образования нитей [7] составляет при этом единицы сантиметров.

При дальнейшем приближении к синхронизму, когда $\xi \gtrsim 1$, приближение заданного поля, принятое в (2), теряет силу; в этой области происходит синхронное удвоение частоты. Однако и здесь при распространении пучков с конечной угловой расходимостью эффекты самовоздействия играют, по-видимому, существенную роль.

3. Новые эффекты возникают в случаях, когда линейные свойства кристалла изотропны, и волны обеих поляризаций могут синхронно взаимодействовать. В кубичном кристалле отличны от нуля те же, что в KDP компоненты $\hat{\chi}$. Полагая для определенности, что волновой вектор (ось z) лежит в плоскости (12) (1,2,3 – направления кристаллографических осей) и пользуясь (1) – (3), получим

$$P_x^{(\omega)} = \frac{a}{4\pi} A_x \left(\frac{1}{2} |A_x|^2 + |A_y|^2\right); \; P_y^{(\omega)} = \frac{a}{4\pi} A_y |A_x|^2, \quad (4)$$

где $a = 32\pi^2\chi^2 \sin^2\phi/(\epsilon_1 - \epsilon_2)$, ось x лежит в плоскости 12, ось y совпадает с 3, ϕ – угол между осями z и 1, $\epsilon_1 = \epsilon(\omega)$, $\epsilon_2 = \epsilon(2\omega)$. При выводе (4), как и выше, отброшены члены порядка $(\epsilon_1 - \epsilon_2)/\epsilon_2$.

Распространение стационарного параксиального пучка описывается здесь системой диффузионных уравнений для A_x, A_y с правыми частями (4). Эта система имеет частное решение в виде стационарной плоской волны $A_i = A_i \exp(-i\gamma_i z)$, где

$$\gamma_x = \frac{a k_1}{2\epsilon_1}\left(\frac{1}{2} |A_x|^2 + |A_y|^2\right), \; \gamma_y = \frac{a k_1}{2\epsilon_1} |A_x|^2. \quad (5)$$

Скорости распространения различных компонент совпадают лишь при $|A_x|^2 = 2|A_y|^2$. Во всех других случаях разность фаз между A_x и A_y изменяется с расстоянием с периодом $\Lambda = 2\pi/|\gamma_x - \gamma_y|$. С тем же периодом меняется, следовательно, характер поляризации волны – из линейной в эллиптическую (круговую) затем снова в линейную, но повернутую относительно исходной, и т.д. Этот эффект может быть использован, например, для создания нелинейных затворов. Отметим,что в изотропной жидкости возможен лишь поворот эллипса поляризации без изменения эксцентриситета [9], а линейно поляризованная волна не испытывает изменений.

Особенности самофокусировки выясняются при исследовании устойчивости плоской волны. Отыскивая [10] решение в виде $A_i = (A_i + a_i) \times \exp(-i\gamma_i z)$, где a_i малы, и полагая $a_i \sim \exp(-ihz - i\vec{\kappa}\mathbf{r})$, можно получить дисперсионное уравнение вида

$$\left(\frac{2k_1 h}{\kappa}\right)^2 = \kappa^2 - s; \; s = \frac{ak_1^2}{2\epsilon_1} |A_x|^2 \left(1 \pm \sqrt{1 + 16|A_y|^2/|A_x|^2}\right) \quad (6)$$

(6) определяет, при заданном $\vec{\kappa}$, четыре значения h. Если $s > \kappa^2 > 0$, то $h^2 < 0$, и плоская волна неустойчива (распадается на нити). Существенно, что такая неустойчивость возможна при любом знаке a (а не только при $a > 0$, как в изотропной жидкости). Можно показать, что при $a > 0$, нарастают возмущения, поляризованные одинаково с волной, а при $a < 0$ – поляризованные перпендикулярно полю волны.

Наибольший инкремент неустойчивости соответствует $\kappa^2_{opt} = s/2$ и равен $s/4k_1$. Сама же величина s при фиксированной амплитуде волны $A^2 = |A_x|^2 + |A_y|^2$ зависит от направления поляризации. В случае $a > 0$ наибольшее значение s достигается при $|A_x|^2 = 2|A_y|^2 = (2/5)A^2$ (когда $\gamma_1 = \gamma_2$, и поляризация основной волны не изменяется) и равно $(4/3\epsilon_1)k_1^2 a A^2$, а в случае $a<0$ при $|A_x|^2 = (2/3)|A_y|^2 = (2/5)A^2$ и равно $(4/5\epsilon_1)k_1^2 a A^2$.

Для кристаллов кубической системы в оптике характерен случай $a<0$ ($\epsilon_1 < \epsilon_2$). В этом случае эффективное значение $|\epsilon^1|$, соответствующее такому же $|h|_{max}$, как в изотропном кристалле равно $0{,}4\,|a|$. Несмотря на отсутствие синхронизма, ϵ^1 может достигать больших величин за счет электрооптического эффекта. В кристаллах типа GaAs $|\epsilon^1| \gtrsim 10^{-10}$ $CGSE$ при $\lambda_0 = 1\,\mu$; при этом длина образования нитей в мощных ($P \sim 10^7 \div 10^8$ *вт/см*^{2}) пучках не более 1 *см*.

Аналогичные выводы могут быть сделаны и для временно́й неустойчивости монохроматической волны по отношению к модулированным возмущениям (пространственно-временно́й самофокусировки) [6]..

Заметим, что самовоздействие возможно и в результате реакции статической компоненты поля при детектировании света. Однако ввиду больших величин ϵ_0 на низких частотах и отсутствия синхронизма величина соответствующих эффектов, по-видимому, существенно меньше.

Автор весьма признателен В.И.Беспалову и А.В.Гапонову за обсуждение результатов.

Научно-исследовательский
радиофизический институт
г.Горький

Поступило в редакцию
18 января 1967 г.

Литература

[1] Г.А.Аскарьян. ЖЭТФ, 42, 1567, 1962.
[2] В.И.Таланов. Изв. Вузов , Радиофизика, 7, 564, 1964.
[3] R.Y.Chiao, E.Garmire, C.H.Townes. Phys. Rev. Lett., 13, 479, 1964.
[4] Н.Ф.Пилипецкий, А.Р.Рустамов. Письма ЖЭТФ, 2, 88, 1965.
[5] Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер. Письма ЖЭТФ, 3, 137, 1966.
[6] Л.А.Островский. ЖЭТФ, 51, 1189, 1966.
[7] Y.R.Shen, Phys. Lett., 20, 378, 1966.
[8] Н.Бломберген. Нелинейная оптика . Изд-во "Мир", 1966.
[9] P.D.Maker, R.W.Terhune, C.M.Savage. Phys. Rev. Lett., 12, 507, 1964.
[10] В.И.Беспалов, В.И.Таланов. Письма ЖЭТФ, 3, 471, 1966.

---

* Случай, когда основная волна-необыкновенная, заслуживает специального рассмотрения.

** Очевидно, что с уменьшением P можно ближе подойти к синхронизму, оставляя ξ малым. Поэтому достижимая величина $\epsilon^1 P \sim \epsilon^1 |A|^2$, определяющая длину самофокусировки, фактически пропорциональна $\sqrt{P}$, а не P, если ξ остается постоянным.