

**ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА САМОДИФРАКЦИИ ДВУХ ПОПУТНЫХ
КОГЕРЕНТНЫХ ВОЛН В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ**

М. Абдурахманов, О.П. Заскалько

Рассмотрены особенности нестационарной самодифракции двух взаимно когерентных плоских волн с различными состояниями поляризации. Показано, что на ее основе может быть создан поляризационный затвор типа ячейки Керра, осуществляющий, наряду с переключением, усиление сигнальной волны.

Распространение в нелинейной среде двух когерентных пересекающихся световых волн сопровождается их взаимным перерассеянием на записываемой ими решетке диэлектрической проницаемости. В общем случае этот процесс самодифракции [1] может вызывать изменение амплитуд и фаз взаимодействующих волн и их поляризаций. Если нелинейный отклик среды локален и записываемая решетка успевает отслеживать изменения интерференционной структуры волн, то результатом самодифракции является изменение фаз и поляризаций волн. В нестационарном режиме наряду с этим будет происходить энергообмен между волнами. В данной работе для изотропной среды с локальным откликом и тепловым механизмом оптической нелинейности, обусловленным поглощением света, рассмотрены особенности самодифракции двух попутных волн с различными поляризациями.

Пусть на слой оптически изотропной среды толщиной l , расположенный перпендикулярно оси z , в сечении $z = 0$ падают две взаимно когерентные плоские световые волны и распространяются затем в среде под малыми углами $\vartheta_1, \vartheta_{-1}$ к оси. Систему уравнений, описывающую преобразование медленно меняющихся комплексных амплитуд $E_n(z, t)$ этих волн вследствие записи динамической объемной решетки σ_n , представим в виде

$$(\cos \vartheta_n \partial/\partial z - a/2) E_n = i\sigma_n E_{-n}, \quad (\partial/\partial t + 1/\tau)\nu_n - \beta(E_n E_{-n}^*), \quad (1)$$

где $n = \pm 1$; $\beta = (a\omega/16\pi\rho C_p) (\partial\epsilon/\partial T)_p$; $\tau = 1/\chi |k_1 - k_{-1}|^2$, причем a — коэффициент поглощения, ρC_p — удельная теплоемкость, χ — теплопроводность среды, $k_n = \epsilon^{1/2} \omega/c$. Поскольку для попутных волн однородные возмущения диэлектрической проницаемости, связанные с общим нагревом среды, не влияют на характер взаимодействия и могут быть исключены перенормировкой амплитуд, в системе (1) они опущены. Чтобы избежать громоздких выражений считаем $\cos \vartheta_n = 1$ и пренебрежем экстинкцией волн вследствие поглощения.

Система (1) обладает, наряду с очевидным $[E_1(z, t), E_{-1}(z, t)] = A(t)$, также следующими интегралами: $\sum_{n=\pm 1} E_{n\gamma}(z, t) E_{n\delta}^*(z, t) = M_{\gamma\delta}(t)$ ($\gamma, \delta = x, y$), отражающими скалярный характер возмущений диэлектрической проницаемости. Наличие этих интегралов позволяет при $A(t) \neq 0$ однозначно выразить амплитуду одной из волн через амплитуду другой, например,

$$E_{-1\gamma} = (M_{\gamma y} E_{1x}^* - M_{\gamma x} E_{1y}^*)/A^*.$$

В стационарном режиме, когда длительность светового импульса $t_n \gg \tau$, в процессе самодифракции сохраняется интенсивность каждой из волн. При этом в результате интегрирования системы (1) получим

$$E_1(z) = [E_1(0) (\cos \kappa_1 z - i(\kappa_c/\kappa_1) \sin \kappa_1 z) + iE_{-1}(0) (1 - (\kappa_0/\kappa_1)^2)^{1/2} \sin \kappa_1 z] \exp(i\kappa_0 z), \quad (2)$$

где $\kappa_0 = \beta\tau(|E_{-1}(0)|^2 - |E_1(0)|^2)/2$; $\kappa_1 = [\kappa_0^2 + (\beta\tau|(E_1(0), E_{-1}^*(0))|)^2]^{1/2}$.

В нестационарном режиме аналитические решения системы при произвольном соотношении интенсивностей взаимодействующих волн могут быть получены в приближении слабой нелинейности:

$$E_1(z, t) = E_1(0, t) + iz\sigma^{(0)}(t)E_{-1}(0, t) - (z^2/2)[|\sigma^{(0)}(t)|^2E_1(0, t) - \sigma^{(1)}(t)E_{-1}(0, t)] + \dots, \quad (3)$$

причем $\sigma^{(0)}(t) = \beta \int_{-\infty}^t (E_1(0, t')E_{-1}^*(0, t'))e^{(t-t')/\tau} dt'$, $\sigma^{(1)}(t) = \beta \int_{-\infty}^t e^{(t-t')/\tau} \sigma^{(0)}(t')(|E_{-1}(0, t')|^2 - |E_1(0, t')|^2) dt'$. Однако в двух предельных случаях — когда интенсивность одной из волн значительно превышает интенсивность другой или при равных входных интенсивностях волн — удастся проанализировать их эволюцию при любой величине нелинейной связи. При $|E_1|^2 \gg |E_{-1}|^2$, пренебрегая в системе (1) истощением $|E_1|^2$, имеем:

$$E_{-1}(z, t) = E_{-1}(0, t) + E_1(0, t) \int_{-\infty}^t (E_{-1}(0, t')E_1^*(0, t')) \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) (i\beta z / \int_t^{t'} |E_1(0, t'')|^2 dt'')^{1/2} \times \\ \times J_1\left([4i\beta z \int_t^{t'} |E_1(0, t'')|^2 dt'')^{1/2}\right) dt'. \quad (4)$$

При $|E_1|^2 = |E_2|^2$ записываемая в среде решетка оказывается пространственно однородной: $\sigma_1(t) = \beta \int_{-\infty}^t (E_1(0, t')E_{-1}^*(0, t')) \exp\left(\frac{t'-t}{\tau}\right) dt'$, тогда

$$E_1(z, t) = E_1(0, t) \cos(|\sigma_1(t)|z) + i \frac{\sigma_1(t)}{|\sigma_1(t)|} E_{-1}(0, t) \sin(|\sigma_1(t)|z). \quad (5)$$

В существенно нестационарном режиме ($t \ll \tau$) и при одинаковых временных зависимостях входных амплитуд $E_{\pm 1}(0, t) = a_{\pm 1}E(t)$ изменение интенсивностей волн в процессе самодифракции, определяется автономной переменной $\beta z [1 - 4|a_1, a_{-1}|^2 / (|a_1|^2 + |a_{-1}|^2)]^{1/2} \int_{-\infty}^t |E(t')|^2 dt'$ и функционально оказывается таким же, как в случае одинаковых поляризаций /3/.

В эксперименте, схема которого представлена на рис. 1, поляризационные особенности нестационарной самодифракции демонстрируются для равных и сильно различающихся входных интенсивностей световых пучков. В качестве нелинейной среды использовался раствор хлористой меди в этиловом спирте, залитый в кювету толщиной 1 см; пропускание кюветы $\sim 50\%$. В кювете под углом 5° пересекались два коллимированных световых пучка (пучки +1 и -1) диаметром 2 мм, генерируемые одномодовым неодимовым лазером ($\lambda = 1,06$ мкм, $t_u = 50$ нс). На входе в кювету пучки поляризованы линейно под углом 45° друг к другу, что достигалось соответствующей установкой поляризатора П. Непосредственно за кюветой на пути пучка -1 помещен анализатор А, пропускающий только ортогональную к исходной компоненту поляризации. Падающий на кювету пучок +1 и прошедший анализатор пучок -1 регистрировались фотоэлементами Ф1 и Ф2 типа ФК-19, подключенными к осциллографу С8-14. При равных входных интенсивностях Ф2 подключался к осциллографу С7-106.

Для сильно различающихся входных интенсивностей пучков (перед поляризатором П устанавливался нейтральный фильтр с пропусканием либо $5 \cdot 10^{-3}$, либо $\sim 10^{-3}$) основным параметром, определяемым по результатам опытов, являлось отношение T пиковой мощности прошедшего анализатор пучка -1 к его мощности на входе в кювету. С ростом мощности W пучка +1, начиная с 0,5 МВт, наблюдалось усиление прошедшего анализатор пучка -1, составлявшее ~ 80 при $W = 5$ МВт (рис. 2). Когда пучок +1 перекрывался непрозрачным экраном, T составляло менее 10^{-2} . Можно ожидать, что коэффициент усиления ($\sim 10^2$) и контраст ($\sim 10^4$) подобного поляризационного затвора могут быть значительно увеличены, а применение в качестве нелинейной среды полупроводников /3/ улучшит его быстродействие.

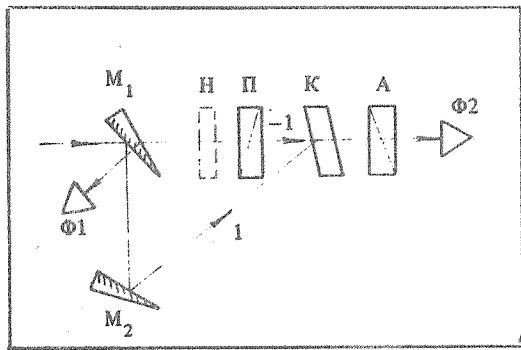


Рис. 1. Схема эксперимента: К – кювета с раствором, П, А – призмы Глана, Н – нейтральный фильтр, M_1 – зеркало с пропусканием 70%; M_2 – зеркало с коэффициентом отражения 100%; Φ_1 и Φ_2 – фотозлементы.

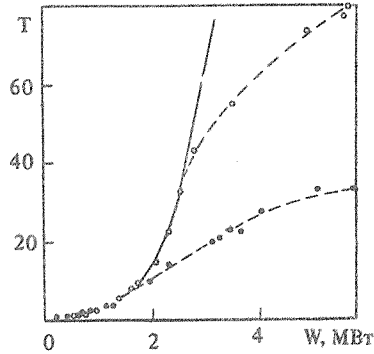


Рис. 2. Зависимости коэффициента усиления Γ прошедшего анализатор пучка -1 от мощности W более интенсивного пучка $+1$ для отношения их входных интенсивностей $\sim 10^{-3}$ (о) и $5 \cdot 10^{-3}$ (●).

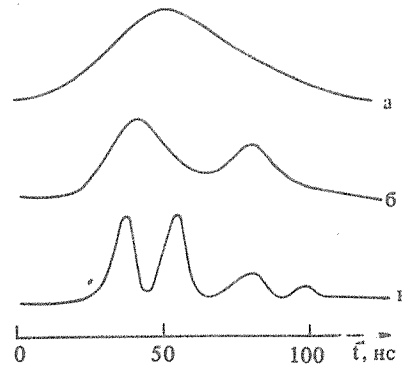


Рис. 3. Оциллограммы пучка -1 до (а) и после (б, в) прохождения анализатора в случае равных входных интенсивностей пучков $+1$ и -1 при $W \approx 2$ (б) и 4 (в) МВт.

В условиях опыта $\tau > 1$ мкс, т.е. самодифракция происходила в существенно нестационарном режиме. Используя выражение (4), которое для $t \ll \tau$ существенно упрощается, можно получить соответствующую расчетную зависимость Γ от W . На рис. 2 ей отвечает сплошная кривая, проведенная через экспериментальные точки $W < 2$ МВт подгонкой параметра β . Наблюдаемое на опыте насыщение Γ при $W > 3$ МВт обусловлено истощением пучка $+1$ (в слабый пучок преобразуется $\sim 20\%$ энергии сильного) и не описывается формулой (4).

Для равных входных интенсивностей пучков энергообмен между ними отсутствовал, а самодифракция проявлялась во взаимном изменении их состояния поляризации. Согласно (5), интенсивность прошедшего анализатор пучка -1 при больших нелинейных набегах фазы испытывает осцилляции, что и наблюдалось на опыте (рис. 3). Моменту появления первого минимума t_1 отвечает $|\sigma_1(t_1)z| = \pi$. Это позволяет, зная $\int_{-\infty}^{t_1} |E(t')|^2 dt'$, определить феноменологические константы среды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Винецкий В. Л. и др. УФН, 129, 113 (1979).
2. Зельдович Б. Я. и др. Квантовая электроника, 14, 2502 (1987).
3. Eichler H. J. et al. Phys. Rev. A, 35, 4673 (1987).

Поступила в редакцию 29 сентября 1988 г.