

ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ  
В СРЕДАХ СО СВЕТОНАВЕДЕННОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

О.Г. Романов

*Белорусский государственный университет,*  
romanov@bsu.by

Интерес к исследованиям нелинейно-оптических систем, работающих на принципе управления светом с помощью света, связан с перспективами реализации полностью оптических быстродействующих переключающих устройств. В этой связи привлекает внимание изучение эффектов отражения, туннелирования и дифракции при взаимодействии оптических пучков [1, 3, 4] и импульсов [2] в нелинейных средах, например, с квадратичной [1, 2], резонансной и тепловой [3, 4] нелинейностями.

Поляризация световых волн может выступать в качестве дополнительного параметра, изменение которого может быть обусловлено явлением наведенной оптической анизотропии в поле мощного управляющего пучка накачки. В данной работе представлены результаты моделирования задачи об отражении пробного светового пучка с произвольной поляризацией от неоднородности показателя преломления, индуцированной в резонансной среде мощным поляризованным гауссовым пучком накачки. Исследовано изменение поперечного профиля сигнального пучка в зависимости от состояния поляризации в условиях индуцированного полного внутреннего отражения.

Рассмотрим задачу о воздействии высокоинтенсивного поляризованного лазерного излучения на резонансную среду, учитывающую два энергетических состояния (основное и возбужденное). Предположим, что световой пучок  $\vec{E}$  распространяется вдоль оси  $z$  и является линейно поляризованным вдоль оси  $x$ . Исходя из кинетических уравнений для населенностей основного ( $n_1$ ) и возбужденного ( $n_2$ ) энергетических уровней, можно получить стационарные функции распределения в единице телесного угла  $\Omega$ , зависящие от интенсивности излучения  $I$  и угла  $\theta$  между электрическим вектором  $\vec{E}$  и дипольным моментом молекул  $\vec{D}$  [5]:

$$n_1(I, \Omega) = \frac{1}{8\pi} \frac{2 + 3\alpha I \cos^2 \theta}{1 + 3\alpha I \cos^2 \theta}, \quad (1)$$

$$n_2(I, \Omega) = \frac{1}{8\pi} \frac{3\alpha I \cos^2 \theta}{1 + 3\alpha I \cos^2 \theta}, \quad (2)$$

где коэффициент  $\alpha = (B_{12} + B_{21}) / \nu p_{21}$  определяет интенсивность насыщения резонансного перехода ( $I_{\text{нас}} = \alpha^{-1}$ ),  $B_{12,21}$  – коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов,  $P_{21}$  – суммарная вероятность спонтанных

и безызлучательных переходов,  $v = c / n_0$  – скорость света в среде с показателем преломления  $n_0$ .

Для описания нелинейного отклика ансамбля двухуровневых частиц используем формализм комплексного показателя преломления  $\hat{n} = n + ik$ . Коэффициенты экстинкции среды вдоль оси поляризации  $x$  и перпендикулярной ей оси  $y$  определяются следующими выражениями:

$$\kappa^{(x,y)} = \int \kappa^{(x,y)}(\Omega) d\Omega = \iint \kappa^{(x,y)}(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi, \quad (3)$$

где функции  $\kappa^{(x,y)}(\theta, \phi) = \frac{\hbar c N}{2v} (n_1 - n_2) b^{(x,y)}(\theta, \phi)$  определяют вклад в коэффициент экстинкции частиц, ориентированных в единичном телесном угле  $\Omega$ . При этом используются дифференциальные коэффициенты Эйнштейна для вынужденных переходов  $b^{(x)}(\theta, \phi) = 3B \sin^2 \theta \cos^2 \phi$  и  $b^{(y)}(\theta, \phi) = 3B \sin^2 \theta \sin^2 \phi$  ( $B_{12} = B_{21} \equiv B$  для совпадающих контуров поглощения и люминесценции). Интегрируя (3) по всем углам  $\theta$  и  $\phi$ , получаем выражения для коэффициентов экстинкции среды вдоль оси поляризации пучка накачки  $x$  и перпендикулярной ей оси  $y$ :

$$\kappa^{(x)} = 3\kappa_0 \left[ \frac{1}{3\alpha I} - \frac{\arctan \sqrt{3\alpha I}}{(3\alpha I)^{3/2}} \right], \quad (4)$$

$$\kappa^{(y)} = \frac{3}{2} \kappa_0 \left[ -\frac{1}{3\alpha I} + \left( \frac{1}{\sqrt{3\alpha I}} + \frac{1}{(3\alpha I)^{3/2}} \right) \arctan \sqrt{3\alpha I} \right], \quad (5)$$

где  $\kappa_0$  – независимый от интенсивности (линейный) коэффициент экстинкции.

Вычислим анизотропию коэффициента экстинкции  $(\kappa_x - \kappa_y) / \kappa_0$  при малой интенсивности пучка накачки ( $\alpha I \ll 1$ ), используя при этом разложение  $\arctan \sqrt{3\alpha I} \approx \sqrt{3\alpha I} (1 - \alpha I)$ :

$$\frac{(\kappa_x - \kappa_y)}{\kappa_0} = \frac{3}{2} \alpha I. \quad (6)$$

Аналогично, можно рассчитать анизотропию показателя преломления двухуровневой резонансной среды под действием интенсивного поляризованного излучения:

$$\frac{(n_x - n_y)}{\kappa_0} = \frac{3}{2} \frac{\Theta}{B} \alpha I, \quad (7)$$

где функция  $\Theta(\omega)$  связана соотношением Крамерса-Кронига с коэффициентом Эйнштейна для вынужденных переходов  $B(\omega)$ . Таким образом, при интенсивности светового пучка много меньшей интенсивно-

сти насыщения резонансного перехода данная модель описывает эффекты светоиндуцированной анизотропии коэффициента поглощения и показателя преломления в приближении кубической нелинейности.

Предположим, что слабый пробный световой пучок  $\vec{E}_S$  распространяется в плоскости  $YOz$  под небольшим углом  $\gamma$  относительно оси  $z$ . Тогда уравнения для комплексных амплитуд световых волн  $\vec{E}$  и  $\vec{E}_S$  с учетом нелинейной модуляции коэффициента поглощения и показателя преломления в поле мощной поляризованной волны накачки могут быть записаны следующим образом:

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} E_x = \frac{i\omega}{c} \left( n^{(x)} + ik^{(x)} \right) E_x, \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_{Sx}}{\partial z} + \gamma \frac{\partial E_{Sx}}{\partial y} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} E_{Sx} = \frac{i\omega}{c} \left( n^{(x)} + ik^{(x)} \right) E_{Sx}, \quad (9)$$

$$\frac{\partial E_{Sy}}{\partial z} + \gamma \frac{\partial E_{Sy}}{\partial y} + \frac{1}{2ik} \Delta_{\perp} E_{Sy} = \frac{i\omega}{c} \left( n^{(y)} + ik^{(y)} \right) E_{Sy}, \quad (10)$$

где  $k = \omega n_0 / c$ ;  $\Delta_{\perp} = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$  – поперечный Лапласиан.

С учетом явного вида выражений для светонаведенного изменения показателя преломления и коэффициента поглощения среды в приближении кубической нелинейности система уравнений (8 – 10) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial E_x}{\partial \zeta} = i\Delta'_{\perp} E_x + i \frac{\hat{\Theta}}{B} k_a L_D E_x, \quad (11)$$

$$\frac{\partial E_{Sx}}{\partial \zeta} + \gamma' \frac{\partial E_{Sx}}{\partial \eta} = i\Delta'_{\perp} E_{Sx} + i \frac{\hat{\Theta}}{B} k_a L_D E_{Sx}, \quad (12)$$

$$\frac{\partial E_{Sy}}{\partial \zeta} + \gamma' \frac{\partial E_{Sy}}{\partial \eta} = i\Delta'_{\perp} E_{Sy} + i \frac{\hat{\Theta}}{B} k_a L_D \left( 1 - \frac{3}{2} \alpha I \right) E_{Sy}, \quad (13)$$

где  $\Delta'_{\perp} = \partial^2 / \partial \xi^2 + \partial^2 / \partial \eta^2$ ;  $\gamma' = 2\gamma L_D / r_0$ ;  $\hat{\Theta}(\omega) = \Theta(\omega) + iB(\omega)$ ;  $\xi = x / r_0$ ,  $\eta = y / r_0$ ,  $\zeta = z / 2L_D$ . Дифракционная длина  $L_D = 2\pi r_0^2 / \lambda$  определяется шириной пучка накачки  $r_0$ .

При численном моделировании системы уравнений (11 – 13) предполагалось, что световой пучок накачки, направляемый на границу  $z=0$  нелинейной среды, имеет гауссов профиль по поперечным координатам:  $I_x(\zeta=0, \xi, \eta) = I_0 \exp\left[-(\xi^2 + \eta^2)\right]$ . Полуширина пучка накачки на входе нелинейной среды полагалась  $r_0=100$  мкм, пиковая интенсивность пучка  $\alpha I_0 = 0.3$ . Длина волны излучения  $\lambda=1$  мкм, отстройка частоты излучения от центра полосы поглощения  $\delta=(\omega-\omega_{12})/\Delta=-2$ , где  $\Delta$  – полуширина гауссового контура поглощения; начальный коэффициент поглощения выбирался  $k_a = 0.25 \text{ см}^{-1}$ ; длина нелинейного слоя составляла  $L = 2.5$  см. Пробный све-

товой пучок также характеризовался гауссовым распределением интенсивности в поперечном сечении:  $I_S(\zeta=0, \xi, \eta) = I_{S0} \exp[-\xi^2 - (\eta - \eta_0)^2]$  и направлялся в нелинейную среду под небольшим углом  $\gamma \approx 10$  мрад. Расстояние между центрами световых пучков на границе  $\zeta = 0$  составляло  $y_0 \approx r_0$ .

Как видно из представленных на рис. 1 распределений интенсивности поляризационных компонент пробного светового пучка  $I_{Sx, Sy}(z, y)$ , в объеме нелинейной среды происходит их пространственное разделение вследствие выполнения условий полного внутреннего отражения, при выбранных параметрах расчета, для одной из поляризационных компонент (в данном случае для компоненты  $I_{Sy}$ ).

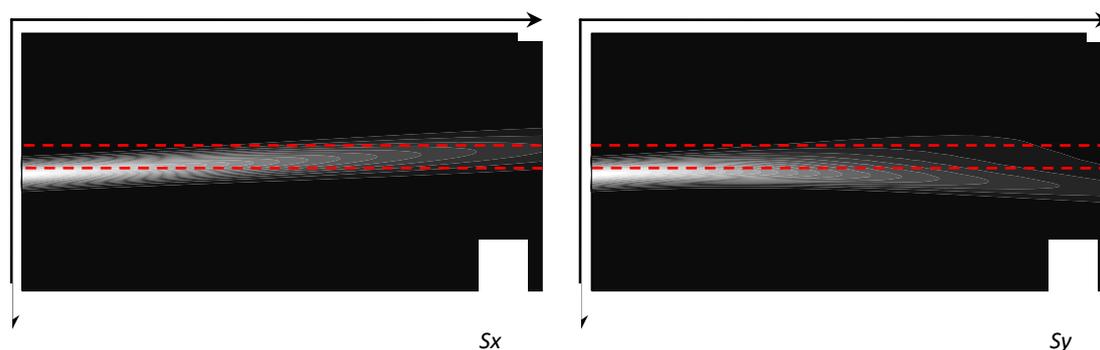


Рис. 1. Распределение интенсивности поляризационных компонент пробного светового пучка в объеме нелинейной среды. Пунктиром обозначена область локализации пучка накачки.

Работа поддержана Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований в рамках проекта Ф12Р-075.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. // Известия РАН. Серия физическая. 2005. Т. 69. №. 12. С. 1755.
2. Бугай А. Н., Сазонов С. В., Сухоруков А. П. // Известия РАН. Серия физическая. 2011. Т. 75. №. 12. С. 1723.
3. Lobanov V.E., et. al. // Laser Physics. 2009. V. 19. P. 1112.
4. Горбач Д.В. и др. // Известия РАН. Серия физическая. 2010. Т.74. № 12. С.1706.

1. Б.И. Степанов, В.П. Грибковский «Введение в теорию люминесценции». Минск: Изд. АН БССР, 1963.