

Пэн Тяньтянь (Китай)

Томский политехнический университет, г. Томск

Научный руководитель: Литвинов Рудольф Викторович,
канд. физ.-мат. наук, доцент

ВСТРЕЧНОЕ ДВУХВОЛНОВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ГИРОТРОПНОМ КУБИЧЕСКОМ ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ СИММЕТРИИ 23

Двухпучковое взаимодействие является известным процессом, протекающим в фоторефрактивных кристаллах с само воздействием светового поля. В настоящей работе рассмотрены основные физические процессы при фоторефрактивном эффекте в гиротропных кристаллах симметрии 23. Исследованы особенности встречного взаимодействия двух встречных волн при фазовой модуляции одного из пучков, падающих на кристалл.

Модель взаимодействия

Для формирования фоторефрактивных голограмм и их использования в практических приложениях может быть использована пропускающая схема взаимодействия световых волн в светопреломляющем кристалле [1-5]. При моделировании взаимодействия вместо пучков, падающих на кристалл, будем рассматривать плоские световые волны с векторами электрической напряженности следующего вида

$$\tilde{\mathbf{E}}_{Sin} = \frac{S_{in}}{2} \mathbf{e}_S \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r})]; \quad \tilde{\mathbf{E}}_{Rin} = \frac{R_{in}}{2} \mathbf{e}_R \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_R \cdot \mathbf{r})] \quad (1.1)$$

где S_{in} и R_{in} – амплитуды волн; \mathbf{e}_S и \mathbf{e}_R – векторы поляризации волн; \mathbf{k}_S и \mathbf{k}_R – волновые векторы; ω – частота; $\mathbf{r} = x\mathbf{x}^0 + y\mathbf{y}^0 + z\mathbf{z}^0$ – радиус-вектор в системе координат с осями x^0 , y^0 и z^0 .

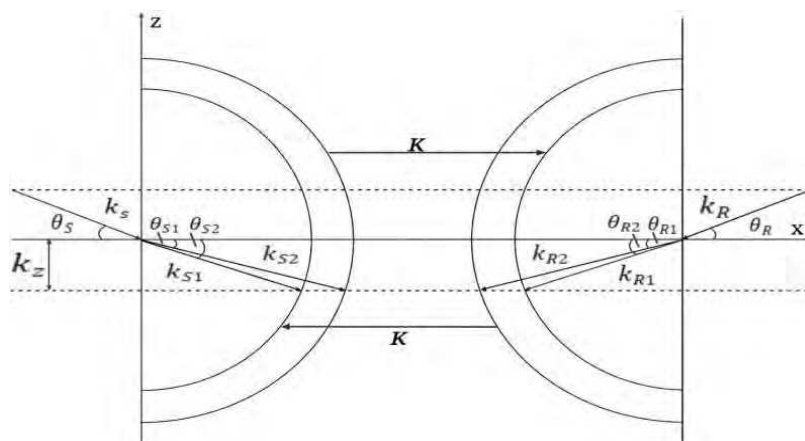


Рис. 1. Векторная диаграмма встречного двухволнового взаимодействия в фоторефрактивном кристалле. $\theta_S, \theta_{S2}, \theta_{S1}$ – углы между волновыми векторами $\mathbf{k}_S, \mathbf{k}_{S1}, \mathbf{k}_{S2}$ и нормалью к входной грани Ox ; $\theta_R, \theta_{R1}, \theta_{R2}$ – углы между волновыми векторами $\mathbf{k}_R, \mathbf{k}_{R1}, \mathbf{k}_{R2}$ и нормалью к входной грани Ox

В общем случае фоторефрактивные кристаллы могут обладать двулучепреломлением [1-4]. Поэтому в результате преломления на границе каждой из падающих волн, $\tilde{\mathbf{E}}_{Sn}$ и $\tilde{\mathbf{E}}_{Rin}$, в кристалле будет распространяться соответствующая им пара волн следующего вида:

$$\tilde{\mathbf{E}}_{S1} = \frac{S_1}{2} \mathbf{e}_{S1} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_{S1} \cdot \mathbf{r})], \quad \tilde{\mathbf{E}}_{S2} = \frac{S_2}{2} \mathbf{e}_{S2} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_{S2} \cdot \mathbf{r})] \quad (1.2)$$

$$\tilde{\mathbf{E}}_{R1} = \frac{R_1}{2} \mathbf{e}_{R1} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_{R1} \cdot \mathbf{r})], \quad \tilde{\mathbf{E}}_{R2} = \frac{R_2}{2} \mathbf{e}_{R2} \exp[i(\omega t - \mathbf{k}_{R2} \cdot \mathbf{r})] \quad (1.3)$$

где $S_{1,2}$ и $R_{1,2}$ – амплитуды волн в кристалле; $\mathbf{e}_{S1,S2}$ и $\mathbf{e}_{R1,R2}$ – векторы поляризации собственных оптических волн кристалла; $\mathbf{k}_{S1,S2}$ и $\mathbf{k}_{R1,R2}$ – волновые векторы собственных оптических волн кристалла.

Векторная диаграмма антисимметричного взаимодействия плоских световых волн представлена на рис. 1. Общее световое поле в кристалле – суперпозицией всех распространяющихся в нем волн

$$\tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{E}}_{S1} + \tilde{\mathbf{E}}_{S2} + \tilde{\mathbf{E}}_{R1} + \tilde{\mathbf{E}}_{R2} \quad (1.4)$$

Интенсивность общего светового поля в кристалле $I = \tilde{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^*$ формирует интерференционную световую решетку, которую можно получить в следующем виде

$$I = I_0 \left[1 + \frac{m}{2} \exp(i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) + \frac{m^*}{2} \exp(-i\mathbf{K} \cdot \mathbf{r}) \right] \quad (1.5)$$

где коэффициент модуляции m и вектор интерференционной решетки \mathbf{K} описываются соотношениями:

$$m = 2 \frac{S_1^* R_2 + S_2^* R_1}{I_0} \quad (1.6)$$

$$\mathbf{K} = \mathbf{k}_{S1} - \mathbf{k}_{R2} = \mathbf{k}_{S2} - \mathbf{k}_{R1} \cong (n_1 + n_2) k \mathbf{x}^o \approx 2nk \mathbf{x}^o \quad (1.7)$$

Линейный электрооптический эффект Поккельса вызывает возмущение диэлектрической проницаемости поля пространственного заряда \mathbf{E}_{sc} [6], оказывают противоположное влияние на световое поле, вектор электрической напряженности должен удовлетворять следующему нелинейному его уравнению Гельмгольца [6] для кристаллов:

$$\nabla \times \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} - n^2 k^2 \tilde{\mathbf{E}} + 2\rho \nabla \times \tilde{\mathbf{E}} + \rho^2 \tilde{\mathbf{E}} = -n^4 k^2 (\mathbf{r}^u \cdot \mathbf{E}_{sc} (\tilde{\mathbf{E}} \cdot \tilde{\mathbf{E}}^*)) \cdot \tilde{\mathbf{E}} \quad (1.8)$$

где n – показатель преломления невозмущенного кристалла; $\nabla = (\partial/\partial x)\mathbf{x}^o + (\partial/\partial y)\mathbf{y}^o + (\partial/\partial z)\mathbf{z}^o$ – векторный дифференциальный оператор; \mathbf{r}^u – электрооптический тензор третьего ранга.

Самосогласованная картина взаимодействия во многом определяется процессами формирования поля пространственного заряда. Уравнения, описывающие формирование фотоиндуцированного пространственного заряда в кристалле в рамках одноуровневой модели, может быть выражено как [5]:

$$\nabla \cdot \left[\varepsilon_0 \boldsymbol{\varepsilon} \cdot \frac{\partial \mathbf{E}_{sc}}{\partial t} + e \mu n \mathbf{E}_{sc} + k_B T' \mu \nabla n \right] = 0 \quad (1.9)$$

$$\nabla \cdot (\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E}_{sc}) = \frac{e}{\varepsilon_0} (N_D^+ - n - N_A) \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (s_D I + \beta_d) (N_D - N_D^+) - \gamma_D N_D^+ n \quad (1.11)$$

где N_D^+ – концентрация ионизированных доноров; s_D и γ_D – сечение фотоионизации доноров и коэффициент рекомбинации электрона на ионизированный донор соответственно; β_d – коэффициент термического возбуждения доноров.

Общее решение системы уравнений (1.9)–(1.11) не известно. Для получения приближенного решения этой системы будем искать неизвестные \mathbf{E}_{sc} , N_D^+ , n в виде:

$$\mathbf{E}_{sc} = \left[\frac{E_1(t, x)}{2} \exp(iKx) + \frac{E_1^*(t, x)}{2} \exp(-iKx) \right] \mathbf{x}^o = E_{sc}(t, x) \mathbf{x}^o \quad (1.12)$$

$$N_D^+ = N_0(t) + \frac{N_1(t, x)}{2} \exp(iKx) + \frac{N_1^*(t, x)}{2} \exp(-iKx) \quad (1.13)$$

$$n = n_0(t) + \frac{n_1(t, x)}{2} \exp(iKx) + \frac{n_1^*(t, x)}{2} \exp(-iKx) \quad (1.14)$$

где учтено, что $K=Kx^0$ (см. рис. 1). Отметим, что изменения амплитуд $E_1(t,x)$, $N_1(t,x)$ и $n_1(t,x)$ вдоль x -оси на периоде решетки $\Lambda=2\pi/K$ пренебрежимо малы.

Решение относительно временной зависимости однородной составляющей концентрации электронов $n_0(t)$ может быть найдено в виде

$$n_0(t) = \frac{n_x \cdot \exp(-\Delta t)(n_{00} - n_{st}) - n_{st}(n_{00} - n_x)}{\exp(-\Delta t)(n_{00} - n_{st}) - (n_{00} - n_x)} \quad (1.15)$$

где

$$\Delta = \sqrt{\left(\frac{1}{\tau_R} - \frac{1}{\tau_I}\right)^2 + \frac{4}{\tau_D \tau_I}} \quad (1.16)$$

$$n_{st} = \frac{\sqrt{\tau_R^2 + \tau_I^2 + 2\tau_R \tau_I - 4N_A \tau_R^2 \tau_I \gamma_D + 4N_D \tau_R^2 \tau_I \gamma_D} - \tau_R - \tau_I}{2\tau_R \tau_I \gamma_D} \quad (1.17)$$

$$n_x = -\frac{\sqrt{\tau_R^2 + \tau_I^2 + 2\tau_R \tau_I - 4N_A \tau_R^2 \tau_I \gamma_D + 4N_D \tau_R^2 \tau_I \gamma_D} + \tau_R + \tau_I}{2\tau_R \tau_I \gamma_D} \quad (1.18)$$

Пренебрежение временной зависимостью однородной части электронов $n_0(t)$ влечет за собой и пренебрежение временной зависимостью амплитуду неоднородной части электронов ($\partial n_1/\partial t = 0$). В этом приближении уравнение для амплитуды поля пространственного заряда может быть представлено в известном виде (см., например, [1-4]):

$$\frac{dE_1(t,x)}{dt} + \frac{I_0 N_D S_D}{N_A} E_1(t,x) = -im(t,x) \frac{E_{dif} I_0 N_D \mu \epsilon S_D \tau_{dif}}{\epsilon \cdot \epsilon_0}, \quad (1.19)$$

Уравнения связанных волн

Так как коэффициент m выражается через комплексные скалярные амплитуды волн в кристалле (см. (1.6)), то необходимо редуцировать уравнение Гельмгольца (1.8) к уравнениям относительно этих амплитуд. Используя соотношения (1.4), представим световое поле в кристалле в параксиальном приближении (см. (1.7)) в виде:

$$\begin{aligned} \tilde{E} = & \left[\frac{S_1(x)}{2} e_1 \exp(-in_1 kx) + \frac{S_2(x)}{2} e_2 \exp(-in_2 kx) + \right. \\ & \left. + \frac{R_1(x)}{2} e_1^* \exp(in_1 kx) + \frac{R_2(x)}{2} e_2^* \exp(in_2 kx) \right] \exp(i\omega t) \end{aligned} \quad (1.20)$$

Подстановка соотношения (1.20) в уравнение Гельмгольца (1.8) и использование методики метода медленно-меняющихся амплитуд позволяет получить следующие связанные уравнения относительно амплитуд взаимодействующих волн:

$$\begin{aligned} \frac{\partial S_1}{\partial x} &= -iN_1^* [g_I^* R_1 \exp(i\Delta kx) + g_E R_2]; & \frac{\partial R_1}{\partial x} &= iN_1 [g_I \exp(-i\Delta kx) S_1 + g_E S_2] \\ \frac{\partial S_2}{\partial x} &= -iN_1^* [g_E R_1 + g_I R_2 \exp(-i\Delta kx)]; & \frac{\partial R_2}{\partial x} &= iN_1 [g_E S_1 + g_I^* \exp(i\Delta kx) S_2] \end{aligned} \quad (1.21)$$

где $N_1^* = \frac{\pi n^3 r_{41} E_1^*}{2\lambda}$; $N_1 = \frac{\pi n^3 r_{41} E_1}{2\lambda}$; λ – длина световой волны в вакууме;

$$g_E = \mathbf{e}_{1,2} \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{e}_{1,2}^*; \quad g_I = \mathbf{e}_1 \cdot \mathbf{g} \cdot \mathbf{e}_2^*;$$

$$\mathbf{g} = \begin{bmatrix} 0 & x_3^0 & x_2^0 \\ x_3^0 & 0 & x_1^0 \\ x_2^0 & x_1^0 & 0 \end{bmatrix} \quad (1.22)$$

Система уравнений связанных волн (1.21) совместно с уравнением (1.19) соотношением (1.6) формирует нелинейную модель самодифракции световых волн на встречной фоторефрактивной решетке в кубическом гиротропном кристалле симметрии 23. Точное решение этой системы до сих пор не найдено.

Заключение

В статье рассмотрена модель фоторефрактивного эффекта в кубическом гиротропном фоторефрактивном кристалле симметрии 23. В случае встречного взаимодействия исходная модель может редуцирована к системе нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных относительно амплитуд собственных оптических волн кристалла и амплитуды первой пространственной гармоники поля пространственного заряда.

Показано, что кинетика взаимодействия в первую очередь определяется полем пространственного заряда. Формирование этого поля связано с фотогенерацией электронов с донорных энергетических уровней, их движением под действием диффузии и дрейфа, и последующей рекомбинацией на акцепторные уровни.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоточувствительные электрооптические среды в голографии и оптической обработке информации. Л.: Наука, 1983. 256 с.
2. Gunter P., Huignard J.P., eds. Photorefractive materials and Their Applications. I. Fundamental phenomena. II. Applications. Topics in applied physics. Vol. 61. Berlin–Heidelberg, 1988; Vol. 62. Springer – Verlag, 1989. 295 p.

3. Одулов С.Г., Соскин М.С., Хижняк А.И. Лазеры на динамических решетках. М.: Наука, 1990. 271 с.
4. Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. СПб: Наука, 1992. 315 с.
5. Литвинов Р.В. Фоторефрактивные голограммы в нецентросимметричных кристаллах. Томск: Томский государственный университет, 2007. 498 с.
6. Hall T.J., Fiddy M.A., Ner M.S. Opt. Lett., 5, 485 (1980). Solymar L., Webb D.J., Grunnet-Jepsen A. The Physics and Application of Photorefractive Materials (Oxford: Clarendon Press, 1996).

Саббаган Арэф (Иран)

Санкт-Петербургский политехнический университет
Петра Великого, г. Санкт-Петербург

Научный руководитель: Давыдов Роман Вадимович,
канд. физ.-мат. наук, доцент

МЕТОДЫ ПОВЫШЕНИЯ ВЫХОДНОЙ МОЩНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ БАТАРЕЙ

На сегодняшний день наблюдается значительный рост потребности в электрической энергии для человечества, удовлетворять которую за счет традиционных ресурсов становится сложнее. Между тем, энергия солнца является доступным и экологически безопасным источником энергии. Один из способов задействовать солнечную энергию – использовать солнечные элементы. Различные параметры в них влияют на эффективность поглощения и преобразования солнечной энергии. Задействована электрическая энергия. Часть из них связана с самим солнечным светом – его направлением и интенсивностью, а часть – с самой конструкцией солнечного элемента.

Фотогальваническое явление – это явление, при котором энергия света преобразуется в электрическую энергию без использования механических механизмов [1]. Система, использующая его называется фотоэлектрической системой. Основные причины обращения внимания на фотоэлектрическую промышленность в последние годы и ее ежегодный рост заключаются в следующем:

1. Нет необходимости в ископаемом топливе и проблемах с заправкой, особенно в труднодоступных районах.
2. Возможность производить энергию на месте потребления, снижая и экономя затраты на передачу и распределение электроэнергии.