

УДК 535.012; 538.9  
PACS 42.50.Rh, 42.65.Jx

## УРАХУВАННЯ ГІРОТРОПІЇ В ЗАДАЧІ ФОРМУВАННЯ ОПТИЧНИХ СОЛІТОНІВ У КРИСТАЛАХ СИЛЕНІТІВ

Я. Довгий

*Львівський національний університет імені Івана Франка  
вул. Кирила і Мефодія, 8, 79005 Львів, Україна  
e-mail: dovgy@physics.wups.lviv.ua, dovhyj@ukrpost.net*

Розглядається вплив гіротропії на умови солітоноутворення у фоторефрактивних гіротропних кристалах класу силенітів.

**Ключові слова:** силеніти, оптичні солітони, електрооптичні параметри, параметри гіротропії, нелінійні рівняння солітоноутворення.

Кубічні гіротропні кристали силенітів  $Bi_{12}MO_{20}$  ( $M = Ge, Si, Ti$ ), що належать до енантіоморфного класу 23, характеризуються високими оптичними нелінійностями фоторефрактивного типу. Це дозволяє використовувати дані матеріали для запису об'ємних динамічних голограм [1] та в ін. системах оптичної обробки інформації [2-4]. Нами розглядається новий аспект оптики фоторефрактивних нелінійних силенітів – можливість формування в них оптичних солітонів.

Як відомо, основними факторами при солітоноутворенні є дисипація і дисперсія [5]. У випадку гіротропних середовищ умови фазової самомодуляції визначаються дисперсією групової швидкості з урахуванням гіротропії [6]. У даному повідомленні суттєва увага якраз приділяється урахуванню впливу гіротропії кристалів  $Bi_{12}MO_{20}$  на солітоноутворення.

Гіротропія ускладнює механізм керованої зовнішнім електричним полем оптичної анізотропії кубічних ацентричних кристалів типу силенітів. Для урахування впливу цього фактора на солітоноутворення необхідно розглядати інтегральні (лінійні та циркулярні) зміни фаз власних мод фоторефрактивного кристала.

Для монохроматичної світлової хвилі урахування просторової дисперсії призводить, як відомо, до такого виразу для показників заломлення:

$$\frac{1}{n_{1,2}^2} = \frac{1}{n_0^2} + \frac{1}{2} (\Delta a_{11} + \Delta a_{22} \pm \Omega), \quad (1)$$

де  $n_0$  – показник заломлення за відсутності зовнішнього поля,  $\Delta a_{ij}$  – приріст поляризаційних констант  $a_{ij} = \varepsilon_{ij}^{-1}$  під дією зовнішнього електричного поля за рахунок електрооптичного ефекту,

$$\Omega = \left[ (\Delta a_{11} - \Delta a_{22})^2 + (2\Delta a_{12})^2 + 4g^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$g$  – псевдотензор гірації. Для кубічних кристалів  $g = \frac{\lambda n_0}{\pi} \rho$ , де  $\rho$  – поворотна здатність кристала при довжині хвилі світла  $\lambda$ .

Кожному власному значенню  $n_{1,2}$  відповідає нормальна світлова хвиля в гіротропному кристалі.

У випадку слабких полів наближений розв'язок рівняння (1) має такий вигляд [7]:

$$n_{1,2} = n_0 - \frac{n_0^3}{4} (\Delta a_{11} + \Delta a_{22} \pm \Omega). \quad (3)$$

За відсутності зовнішнього електричного поля  $\Delta a_{ij} = 0$ , тому залишається лише циркулярна компонента зміни фази, яка для кубічного гіротропного кристала не залежить від напрямку хвильового вектора.

Лінійна ж складова зміни фази, що пов'язана з дією векторного поля, сильно залежить від напрямку хвильового вектора  $\mathbf{k}$  відносно кристалографічних осей, а також від напрямку зовнішнього поля.

Самофокусування гаусівських пучків та формування оптичних солітонів у силенітах залежить не тільки від інтенсивності  $I$  лазерного пучка, величини та орієнтації вектора напруженості прикладеного зовнішнього електричного поля  $E_0$ , електрооптичного коефіцієнта  $r_{41}$ , незбуреного показника заломлення  $n_0$ , але й від питомої поворотної здатності  $\rho$  на довжині хвилі  $\lambda$  лазерної генерації. Для геометрії досліду, коли хвильовий вектор  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{z}$ , а зовнішнє поле прикладене в  $\mathbf{x}$ -напрямку, стійкий солітон може сформуватися за умови виконання системи взаємопов'язаних нормалізованих нелінійних рівнянь [8]:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \eta \frac{\mu_1 u + \mu_2 v}{1 + I} - v \Delta &= 0, \\ i \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \eta \frac{\mu_2 u + \mu_3 v}{1 + I} + u \Delta &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

де  $u$  і  $v$  – безрозмірні поляризаційні параметри ( $u$ -компонента відповідає  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{x}$ , а  $v$ -компонента –  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{y}$ ),  $\eta = \frac{1}{2} (n_0^4 k^2 x_0^2 r_{41} E_0)$ ,  $\Delta = n_0 k x_0^2 \rho$ ,  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $x_0$  – просторова напівширина моди  $\text{TEM}_{00}$  (гаусівський пучок  $I(x) = I_0 \exp(\{-x/x_0\}^2)$ ),  $\mathbf{E}$  – напруженість поля світлової хвилі,  $\mu_1 = 3 \sin \theta \cos^2 \theta$ ,  $\mu_2 = (1 - 3 \sin^2 \theta) \cos \theta$ ,  $\mu_3 = (1 - 3 \cos^2 \theta) \sin \theta$ ,  $\theta$  – орієнтаційний кут, тобто кут між напрямком  $[1\bar{1}0]$  і вектором зовнішнього електричного поля. При  $\theta = m\pi$ , де  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , коефіцієнти  $\mu_1$  і  $\mu_3$  однакові і дорівнюють нулю, а при  $\theta = 35,3^\circ$  коефіцієнт  $\mu_1$  досягає максимального значення.

Як відомо [9], для кристала  $\text{Ві}_{12}\text{ТіО}_{20}$  у випадку  $u$ -поляризації ( $\mathbf{E} \parallel [1\bar{1}\bar{1}]$ ) при  $\lambda = 0,6328$  мкм та  $x_0 = 20$  мкм оптимальні умови солітоноутворення відповідають  $E_0 \cong 10^4$  В/см і  $\theta \cong 35,3^\circ$ .

Оптимізація  $\theta$  і  $E_0$  залежить від величини  $\rho$ .

Оптимальна напруженість прикладеного поля залежить від параметрів кожного з кристалів.

Параметри силенітів при  $\lambda = 0,6328$  мкм подано в таблиці.

Утворення просторових солітонів у фоторефрактивних кристалах останніми роками привертає до себе особливу увагу у зв'язку з можливостями їх використання як оптичних перемикачів. Перший вдалий експеримент з цього приводу був проведений авторами [10] з кристалом  $\text{Ві}_{12}\text{ТіО}_{20}$ . Щоправда, оптична активність ними не

Табл. 1: Параметри кристалів  $\text{Bi}_{12}\text{MO}_{20}$ 

Кристал	$n_0$	$r_{41}$ , м/В	$\rho$ , °/мм
$\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$	2,55	$3,4 \times 10^{-12}$	20,8
$\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$	2,54	$5,0 \times 10^{-12}$	21,8
$\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	2,25	$6,2 \times 10^{-12}$	6,3

бралася до уваги, оскільки для цього кристала на використовуваний ними довжині хвилі  $\lambda = 632,8$  нм поворотна здатність невелика.

## Висновки

Отже, за умови (4) нелінійна взаємодія власних еліптично поляризованих когерентних хвиль у гіротропному середовищі типу силенітів може призводити до самофокусування та формування солітонного режиму. Цікавим є те, що обговорюваний ефект солітоноутворення в силенітах спостерігається при використанні малопотужних He-Ne лазерів.

## Список використаної літератури

1. Шандаров С.М. Динамические голограммы Денисюка в кубических фоторефрактивных кристаллах / С.М.Шандаров, Н.И.Буримов, Ю.Н.Кульчин и др. // Квантовая электроника. – 2008. – Т. 38, № 11. – С. 1059-1069.
2. Кухтарев Н.В. Гиращионный энергообмен световых волн в гиетропных кристаллах  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$  / Н.В. Кухтарев, М.С. Бродин, В.И. Волков // ФТТ. – 1988. – Т. 30, №9. – С. 2757-2760.
3. Петров М.П. Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике / М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко – СПб.: Наука, 1992. – 320 с.
4. P. Gunter Photorefractive Materials and their Applications 2 / By ed. P. Gunter and J.-P. Huignard. – Berlin: Springer-Verlag, 2007. – 646 p.
5. Kundu A. Two-fold integrable hierarchy of nonholonomic deformation of the DNLS and the Lenells-Fokas equation / A. Kundu // J. Math. Phys. – 2010. – Vol. 51:2. – 022901. – 17 pp. ( arXiv: 0910.0383).
6. Довгий Я.О. Гиетропия и энергетическая структура кристаллов  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$  / Я.О. Довгий, М.К. Заморский, И.В. Китык // Укр. физ. журн. – 1989. – Т. 34, №11. – С. 1663-1667.
7. Бережной А.А. Роль естественной гиетропии в формировании электрооптических свойств кубических нецентросимметричных кристаллов / А.А.Бережной // Оптика и спектроскопия. – 1998. – Т. 85, № 3. – С. 472-481.
8. Kivshar Yu.S. Optical Solitons. From Fibers to Photonic Crystals / Yu.S. Kivshar, G.P. Agrawal. – San Diego: Academic Press, 2003. – 540 с.
9. Шепелевич В.В. Влияние оптической активности на когерентное взаимодействие экранирующих солитонов в кубическом фоторефрактивном кристалле /

- В.В. Шепелевич, А.А. Голуб, Р. Коваршик и др. // Письма в ЖТФ. – 2004. – Т. 30, № 21. – С. 49-58.
10. *Carsa-Quirino G.S.* Observation of interaction forces between one-dimensional spatial solitons in photorefractive crystals / G.S. Garca-Quirino, M.D. Iturbe-Castillo, V.A. Vysloukh, J.J. Sanchez-Mondragan, S.I. Stepanov, G. Lugo-Martnez, and G.E. Torres-Cisneros // Opt. Lett. – 1997. – Vol. 22, № 3. – P.154-156.

Стаття надійшла до редакції 7.8.2012  
прийнята до друку 17.10.2012

## ACCOUNTING OF GYROTROPY IN THE PROBLEM OF OPTICAL SOLITONS FORMATION IN THE SILLENITE CRYSTALS

Ya. Dovhyj

*Ivan Franko National University of Lviv  
Kyrylo and Mefodiy St., 8, 79005 Lviv, Ukraine  
e-mail: dovgy@physics.wups.lviv.ua, dovhyj@ukrpost.net*

In the short report it is considered the influence of gyrotropy on the condition for solitons formation in the photorefractive gyrotropic sillenite crystals.

**Key words:** sillenite crystals, optical solitons, electrooptical parameters, gyrotropic parameters, nonlinear equations of solitons formation.

## УЧЕТ ГИРОТРОПИИ В ЗАДАЧЕ ФОРМИРОВАНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СОЛИТОНОВ В КРИСТАЛЛАХ СИЛЛЕНИТОВ

Я. Довгий

*Львовский национальный университет имени Ивана Франко  
ул. Кирилла и Мефодия 8, 79005 Львов, Украина  
e-mail: dovgy@physics.wups.lviv.ua, dovhyj@ukrpost.net*

В кратком сообщении рассматривается влияние гиротропии на условия солитонобразования в фоторефрактивных гиротропных кристаллах класса силленитов.

**Ключевые слова:** силлениты, оптические солитоны, электрооптические параметры, параметры гиротропии, нелинейные уравнения солитонобразования.