06;07

Особенности генерации лазеров с распределенной обратной связью на основе гиротропных кубических кристаллов

© *Г.В. Кулак*

Мозырский государственный педагогический институт, Беларусь
E-mail: mozinst@mail.ru

Поступило в Редакцию 26 октября 2000 г.

Определены условия генерации лазеров с распределенной обратной связью на основе гиротропных кубических кристаллов. Показано, что частоты собственных право- и левоциркулярно поляризованных продольных мод уменьшаются (увеличиваются) на величину $\omega_\rho = \rho c/n$ (ρ — удельное вращение кристалла, n — показатель преломления, c — скорость света в вакууме) относительно брэгговской частоты $\omega_0 = \pi c/\Lambda n$ (Λ — период фазовой решетки); порог усиления для правоциркулярно поляризованных волн выше, чем для левоциркулярно поляризованных.

Гиротропные кубические кристаллы типа силленита ($Bi_{12}SiO_{20}$, Bi_{12},GeO_{20}, $Bi_{12}TiO_{20}$ и др.), обладающие значительным фоторефрактивным (РФ) эффектом, нашли применение при создании устройств обработки информации, в интерферометрии и системах голографической памяти [1,2]. В [3] получена непрерывная лазерная генерация в кристаллах $Bi_{12}SiO_{20} : Nd^{3+}$ с торца резонатора излучением перестраиваемого $Ti^{3+} : Al_2O_3$-лазера с длиной волны $\lambda_p = 0.814\,\mu$m для кристаллографического направления [100]. Обратная связь в таком лазере осуществлялась высокоотражающими зеркалами; пороговая мощность накачки для генерации на длине волны $\lambda_{sc} = 1.0716\,\mu$m составила ~ 18 mW.

Лазеры с распределенной обратной связью (РОС) нашли широкое применение в различных областях науки и техники [4,5]. Отражательные фазовые решетки в ФР кристаллах как основной элемент РОС лазеров формируются когерентными световыми волнами при больших углах схождения интерферирующих пучков [1,6]. В работах [6,7] исследованы особенности дифракции света в гиротропных кубических кристаллах в режиме обратного брэгговского отражения. В [7] установлены два режима дифракции: с монотонным возрастанием дифракционной эффективности при увеличении постоянной связи χ в случае малого удельного вращения кристалла ρ ($\rho^2 \leqslant \chi^2$) и осциллирующего при больших удельных вращениях ($\rho^2 > \chi^2$). Если в одноосных и двуосных кристаллах гиротропия проявляется лишь для направлений распространения света близком к оптическим осям, то в кубических кристаллах ее необходимо учитывать для любых направлений распространения световых волн [8].

Предположим, что фазовая решетка расположена в области усиливающей среды между плоскостями $z = 0$ и $z = 1$. Падающая световая волна является линейно поляризованной и может быть представлена в виде суммы право- и левоциркулярно поляризованных волн, т. е. $\mathbf{A} = A_{01}e_+ + A_{02}e_-$, где A_{01}, A_{02} — амплитуды циркулярно поляризованных составляющих; $\mathbf{e}_\pm = (\mathbf{e}_1 \pm i\mathbf{e}_2)/\sqrt{2}$ — единичные циркулярные векторы ($\mathbf{e}_1 \parallel OX, \mathbf{e}_2 \parallel OY$).

Известно, что основные характеристики лазеров с РОС (порог генерации, частоты продольных мод и др.) могут быть найдены с привлечением феноменологической теории, основанной на решении системы уравнений Максвелла и материальных уравнений для гиротропной среды [8,9]. Волновое уравнение для напряженности светового поля $\mathbf{E}$ в усиливающей среде с РОС имеет вид:

$$\nabla^2\mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} - \frac{2\alpha}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\operatorname{rot}\mathbf{E} = \frac{1}{2c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\left(\Delta\varepsilon^{\phi^*}\mathbf{E} + \Delta\varepsilon^{\phi}\mathbf{E}\right), \qquad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon' + i\varepsilon''$ — комплексная диэлектрическая проницаемость усиливающей среды ($\varepsilon'' < 0$); α — параметр оптической активности; c — скорость света в вакууме; $\Delta\varepsilon^{\phi} = \Delta\varepsilon_0^{\phi}\exp(iKz)$, причем $\Delta\varepsilon_0^{\phi}$ — амплитуда ФР решетки, $K = 2\pi/\Lambda$ (Λ —период решетки); звездочка обозначает комплексное сопряжение.

Решение волнового уравнения (1) будем искать в виде суммы двух связанных волн с медленно изменяющимися комплексными векторными амплитудами $\mathbf{E}_0(z)$, $\mathbf{E}_1(z)$:

$$\mathbf{E} = \left[\mathbf{E}_0(z)e^{ik_0z} + \mathbf{E}_1(z)e^{-ik_0z}\right]e^{-i\omega t}, \qquad (2)$$

где $k_0 = \left(\frac{\omega}{c}\right)n$ ($n = \sqrt{\varepsilon'}$ — показатель преломления среды). Подставив выражение (2) в волновое уравнение (1), получим следующую систему уравнений связанных волн:

$$\frac{d\mathbf{E}_0}{dz} = i\hat{\chi}\mathbf{E}_1 e^{i\frac{1}{2}\Delta k} + \frac{1}{2}g\mathbf{E}_0 + \rho[\mathbf{n}_0, \mathbf{E}_0],$$

$$\frac{d\mathbf{E}_1}{dz} = -i\hat{\chi}^*\mathbf{E}_0 e^{i\frac{1}{2}\Delta k} - \frac{1}{2}g\mathbf{E}_1 + \rho[\mathbf{n}_1, \mathbf{E}_1], \qquad (3)$$

где $\hat{\chi} = (\pi/2\lambda_0 n)\Delta\hat{\varepsilon}_0^{\phi}$ — тензорная постоянная связи дифрагированных волн; $g = (2\pi|\varepsilon''|/\lambda_0 n)$ — коэффициент усиления [9]; $\rho = (\omega/c)^2\alpha$ — удельное вращение кристалла [8]; $\Delta k = (2k - K)$ — отстройка фазового синхронизма; $\mathbf{n}_{0,1}$ — единичные векторы в направлении распространения дифрагированных волн нулевого и первого порядков.

Для решения системы уравнений связанных волн используют граничные условия: $\mathbf{E}_0(0) = \mathbf{A}$, $\mathbf{E}_1(l) = 0$. В случае распространения генерируемых световых волн вдоль кристаллографических осей второго порядка (см. [2]) следует полагать $\chi_{xx} = \chi_{yy} = \chi$. Решение системы уравнений связанных волн (3) ищем в виде:

$$\mathbf{E}_0(z) = \mathbf{e}_+ A_1 e^{-a_1 z} + \mathbf{e}_+ A_2 e^{a_1 z} + \mathbf{e}_- A_3 e^{-a_2 z} + \mathbf{e}_- A_4 e^{a_2 z},$$

$$\mathbf{E}_1(z) = \mathbf{e}_+ B_1 e^{-a_1 z} + \mathbf{e}_+ B_2 e^{a_1 z} + \mathbf{e}_- B_3 e^{-a_2 z} + \mathbf{e}_- B_4 e^{a_2 z}, \qquad (4)$$

где

$$a_{1,2} = \sqrt{(\gamma^2 + |\chi|^2 - \rho^2) \pm \sqrt{(\gamma^2 + |\chi|^2 - \rho^2)^2 - \left[\gamma^4 + 2\gamma^2(|\chi|^2 + \rho^2) + (|\chi|^2 - \rho^2)^2\right]}},$$

$\gamma = \frac{1}{2}(g - i\Delta k)$. Постоянные A_i, B_i ($i = 1{-}4$) находились с учетом граничных условий и очевидных соотношений: $(\mathbf{e}_\pm \mathbf{e}_\pm^*) = 1$, $(\mathbf{e}_\pm \mathbf{e}_\pm) = 0$. Выражения для комплексных векторных амплитуд дифрагированных волн даются соотношениями:

$$\mathbf{E}_0 = e^{-i\frac{1}{2}\Delta kz}\left\{\mathbf{e}_+ A_{01}\frac{[a_1 \mathrm{ch}[a_1(l-z)] - \frac{1}{2}(g - i\Delta k_+)\mathrm{sh}[a_1(l-z)]}{[a_1 \mathrm{ch}(a_1 l) - \frac{1}{2}(g - i\Delta k_+)\mathrm{sh}(a_1 l)]}\right.$$
$$\left. + \mathbf{e}_- A_{02}\frac{[a_2 \mathrm{ch}[a_2(l-z)] - \frac{1}{2}(g - i\Delta k_-)\mathrm{sh}[a_2(l-z)]}{[a_2 \mathrm{ch}(a_2 l) - \frac{1}{2}(g - i\Delta k_-)\mathrm{sh}(a_2 l)]}\right\}, \qquad (5a)$$

$$\mathbf{E}_1 = -ie^{i\frac{1}{2}\Delta kz}\Bigg\{\mathbf{e}_+ A_{01}\,\frac{\chi^*\mathrm{sh}[a_1(l-z)]}{\big[a_1\mathrm{ch}(a_1 l) - \frac{1}{2}(g - i\Delta k_+)\mathrm{sh}(a_1 l)\big]}$$

$$+\,\mathbf{e}_- A_{02}\,\frac{\chi^*\mathrm{sh}[a_2(l-z)]}{\big[a_2\mathrm{ch}(a_2 l) - \frac{1}{2}(g - i\Delta k_-)\mathrm{sh}(a_2 l)\big]}\Bigg\}, \qquad (5б)$$

где $\Delta k_\pm = \Delta k \pm 2\rho$. При отсутствии усиления $(g = 0)$ характеристические постоянные системы уравнений (3) удовлетворяют соотношению: $a_1 = a_2 = \sqrt{|\chi|^2 - \rho^2}$, а комплексные амплитуды (5) совпадают с полученными в [7]; пренебрежение гиротропией приводит к известным выражениям [9] для комплексных амплитуд дифрагированных волн.

Из выражений (5) следует, что в гиротропной усиливающей среде генерация право-, левоциркулярно поляризованных волн происходит при разных условиях. По аналогии с результатами работы [9] условия генерации право- и левоциркулярно поляризованных волн имеют вид:

$$a_{1,2} - \frac{1}{2}\,(g - i\Delta k_\pm)\mathrm{th}(a_{1,2} l) = 0. \qquad (6)$$

При условии $g \gg |\chi|$ получаем $a_{1,2} \approx \sqrt{|\chi|^2 - \frac{1}{4}(\Delta k_\pm + ig)^2}$. В этом случае из (6) следуют фазовые и энергетические условия генерации лазеров, т. е.

$$-2\mathrm{arctg}\left(\frac{\Delta k_\pm}{g_m}\right) + \Delta k_\pm l - \frac{2|\chi|^2\Delta k_\pm l}{[g^2 m + (\Delta k_\pm)^2]} = (2m+1)\pi, \qquad (7а)$$

$$\frac{|\chi|^2 e^{g_m l}}{[g_m^2 + (\Delta k_\pm)^2]} = 1, \qquad (7б)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots.$ Вблизи брэгговской частоты $\omega_0 = \pi c/n\Lambda$, т. е. при $\Delta k_\pm \ll g$, из (7а) получаем частоты генерируемых право- и левоциркулярно поляризованных продольных мод:

$$\omega_m = \omega_0 \mp \omega_\rho + \left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\pi c}{nl},$$

где $\omega_\rho = \rho c/n$ — сдвиг частоты излучения, обусловленный гиротропией кристалла.

Таким образом, частоты правоциркулярно поляризованных мод уменьшаются на величину ω_ρ по сравнению с негиротропным кристаллом, а левоциркулярно поляризованных — увеличиваются. Данный физический эффект объясняется относительным изменением фазовых скоростей световых волн в гиротропной среде. Порог лазерной генерации, как следует из выражения (7б), для правоциркулярно поляризованных мод выше, чем для левоциркулярно поляризованных. В отличие от известных результатов для негиротропной среды [9] в гиротропном кристалле генерация оптического излучения возможна на брэгговской частоте ω_0. Для этого должны выполняться соотношения: $\pm\omega_\rho = (m + 1/2)(\pi c/nl)$. Например, для правоциркулярно поляризованной моды (в случае $m = 0$) и длины волны $\lambda_{sc} = 1.0716\,\mu$m в кристалле $Bi_{12}SiO_{20}$ [см. 10] генерация на брэгговской частоте возможна при ширине активного слоя $l = 1.3$ cm.

В работе [11] теоретически и экспериментально исследованы частотные биения между фазосихронизованными лазерными модами, связанными с двумя собственными циркулярными состояниями поляризации лазера во внешнем магнитном поле. Аналогичные биения должны наблюдаться в естественно гиротропной среде. Частота поляризационных биений для кристалла $Bi_{12}SiO_{20}$ при $\lambda_{sc} = 1.0716\,\mu$m составляет $2\omega_\rho = 28.6$ GHz.

Список литературы

[1] *Петров М.П., Степанов С.И., Хоменко А.В.* Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике. С.-Петербург: Наука, 1992. 320 с.

[2] *Solymar L., Cooke D.J.* Volume holography and volume gratings. London: Press, 1981. 500 p.

[3] *Каминский А.А., Багаев С.Н., Гарсиа-Золе Х.* // Квант. электрон. 1999. Т. 26. № 2. С. 6–8.

[4] *Ляхов Г.А., Свирко Ю.П., Сузько Н.В.* // Квант. электрон. 1993. Т. 20. № 10. С. 941–968.

[5] *Афанасьев А.А., Волков В.М., Рубинов А.Н.* и др. // Квант. электрон. 1999. Т. 29. № 2. С. 123–126.

[6] *Huignard J.P., Herrian J.P., Rivet G.* et al. // Opt. Lett. 1980. V. 5. P. 102–104.

[7] *Храмович Е.М., Шепелевич В.В.* // Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 1987. № 2. С. 106–112.

[8] *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск.: Наука и техника, 1976. 453 с.
[9] *Ярив А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 616 с.
[10] *Кизель В.А., Бурков В.И.* Гиротропия кристаллов. М.: Наука, 1980. 304 с.
[11] *Vallet M., Brunel M., Bretenaker F.* et al. // Appl. Phys. Lett. 1999. V. 74. N 22. C. 3266–3268.