

06

© 1991 г.

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МОД В ПЛЕНКАХ ГИРОТРОПНЫХ ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

А. А. Соломко, Ю. А. Гайдай, О. В. Колокольцев

Расчитана эффективность взаимодействия $TE \leftrightarrow TM$ -мод в пленках $Bi_{12}SiO_{20}$, $Bi_{12}GeO_{20}$ для разных геометрий электрооптического эффекта. В качестве электродной структуры выбрана щелевая линия. Исследована зависимость эффективности преобразования и оптимальной длины взаимодействия мод для пленок различной толщины, выращенных в плоскостях (100), (110), (111) при разных отношениях зазора щели и параметра пучка света. Проведенный анализ показывает, что возможна 90%-ная модуляция света в гиротропных одномодовых волноводах.

Введение

Электрические и оптические свойства кристаллов $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO) позволяют использовать их как активную среду для управления светом. Эти кристаллы фотоактивны, имеют резкую спектральную зависимость фотопроводимости, обладают оптической активностью и эффектом Фарадея, электрооптическими и пьезоэлектрическими свойствами [1].

В последнее время были синтезированы кристаллы BSO и BGO (легированные элементами II и III групп) с высокой лучевой прочностью [2].

Показана возможность применения этих кристаллов в интегральной оптике с использованием линейного электрооптического эффекта.

Так, в работах [3, 4] исследовались пластины BSO и BGO, вырезанные по плоскости (III), толщиной 1000, 300, 30 мкм. Получены чистые и легированные тонкие пленки BSO и BGO, выращенные методом жидкофазной эпитаксии в плоскостях (100) и (110) [5, 6]. Все это открывает новые перспективы использования этих кристаллов для создания стабильных интегрально-оптических устройств.

Особенность этих кристаллов как электрооптических сред связана с наличием у них оптической активности. Причем матричные элементы тензора гирации значительно больше соответствующих линейных электрооптических эффектов.

В известных работах были рассмотрены конкретные геометрии электрооптического эффекта (ЭОЭ) для случая однородного управляющего поля (УП) без сравнительного анализа возможных ситуаций. В настоящей работе более подробно рассмотрена проблема эффективности управления (ЭУ) взаимодействием оптических волноводных мод в пленках BSO и BGO, выращенных в плоскостях (100), (110) и (111) при управлении неоднородным электрическим полем. В качестве электродной структуры для УП выбрана щелевая линия, так как она наилучшим образом совместима с интегральной технологией и позволяет достигать больших величин компонент УП при низких управляющих напряжениях или мощностях.

Исследована зависимость ЭУ от положения пучка света с гауссовым распределением поля относительно щелевой линии и от отношения величин зазора щели и ширины гауссового пучка.

Уравнение связанных мод

Рассмотрим планарный несимметричный диэлектрический волновод, в котором свет распространяется вдоль оси OZ (рис. 1). Волновод состоит из пленки ВГО (область II), подложки BSO (область III) и покровного слоя из изотропного материала толщиной 530 мкм и с показателем преломления $n_1=1.53$ (область I). Для расчетов взяты типичные параметры пленки и подложки для света $\lambda=0.63$ мкм (ВГО : $n_2=2.550$, $r_{41}=3.4 \cdot 10^{-10}$ см/В, $\rho=400$ град/см; BSO : $n_3=2.542$, $r_{41}=4.7 \cdot 10^{-10}$ см/В, $\rho=250$ град/см, где n_2 , n_3 — показатели преломления пленки и подложки соответственно; ρ — оптическая активность; r_{41} — электрооптический коэффициент) [1, 5]. Будем исходить из предположения, что оптическая активность и ЭОЭ являются малым возмущением, которое приводит к взаимодействию невозмущенных волн волновода.

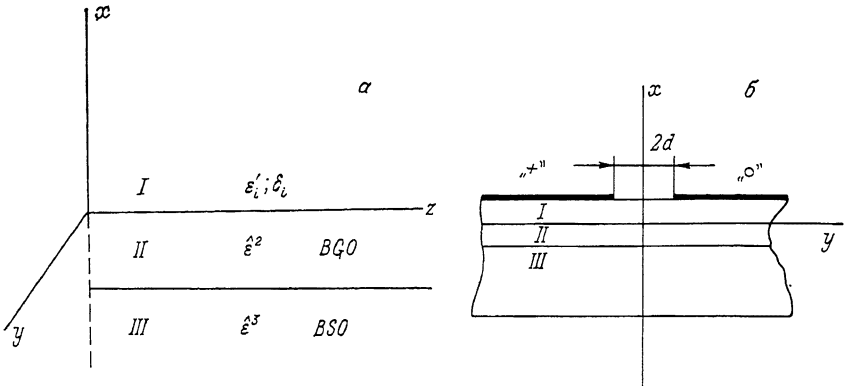


Рис. 1. Системы координат волновода (а) и щелевой линии (б).

Компоненты тензора диэлектрической проницаемости представим как сумму невозмущенной и возмущенной частей. Кристаллы BSO и ВГО относятся к классу симметрии 23. Для таких сред отличны от нуля линейные электрооптические коэффициенты $r_{52}=r_{63}=r_{41}$ (запись в двухиндексном обозначении). Тензор диэлектрической проницаемости с учетом гиротропии ЭОЭ в кристаллографической системе координат xyz имеет вид

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_0 \delta_{ij} + \Delta \epsilon_{ij} = \epsilon_0 \delta_{ijk} + jg e_{ijk} \zeta_k - \epsilon_0^2 r_{ijk} E_k,$$

где ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость кристалла в отсутствие гиротропии и ЭОЭ, E_k — компонента УП, g — элемент тензора гирации, δ_{ij} — символ Кронекера, e_{ijk} — символ Леви—Чивита, r_{ijk} — линейный ЭО коэффициент, ζ_k — компонента единичного вектора в направлении распространения волны.

В системе координат, связанной с волноводом, компоненты тензора r_{ijk} определяются так:

$$r_{mjk} = \alpha_{mi} \alpha_{pj} \alpha_{nk} r_{ijk}, \quad (1)$$

где α_{mi} , α_{pj} , α_{nk} — направляющие косинусы новых ортов.

Если переход к системе координат волновода выполнять в следующей последовательности: 1) поворот вокруг оси Ox (угол φ), 2) поворот вокруг оси Oz (угол ψ), 3) поворот вокруг оси Ox' (угол θ), то матрица преобразования имеет вид

$$\alpha_{ij} = \begin{pmatrix} \cos \psi & \sin \psi \cdot \cos \varphi & \sin \psi \cdot \sin \varphi \\ -\cos \theta \cdot \sin \psi & \cos \theta \cdot \cos \psi \cdot \cos \varphi - \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \cos \psi \sin \varphi + \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \cdot \sin \psi & -\sin \theta \cos \psi \cos \varphi - \cos \theta \sin \varphi & \cos \theta \cos \varphi - \sin \theta \cos \psi \sin \varphi \end{pmatrix}.$$

Решение уравнения Максвелла с возмущенной правой частью (с учетом гармонической зависимости полей E , H от времени E , $H \sim \exp(j\omega t)$)

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\left(\frac{\omega}{c}\right) \mathbf{B}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\omega}{c} \hat{\epsilon}_0 \mathbf{E} + \frac{\omega}{c} \Delta \hat{\epsilon}_0 \mathbf{E}$$

ищется в виде суперпозиции невозмущенных мод в двухмодовом приближении

$$\mathbf{E} = a(z) \mathbf{E}^{TE} + b(z) \mathbf{E}^{TM}.$$

Учитывая, что на практике используются гауссовы пучки, распределение полей невозмущенных мод можно представить следующим образом [7]:

$$\mathbf{E}^{TE} = \begin{pmatrix} 0 \\ F_y(x) \\ 0 \end{pmatrix} \cdot F(y) \exp(j(\omega t - \beta_E z)),$$

$$\mathbf{E}^{TM} = \begin{pmatrix} F_x(x) \\ 0 \\ F_z(x) \end{pmatrix} \cdot F(y) \exp(j(\omega t - \beta_M z)),$$

где $F(y)$ — нормированная к единичной мощности гауссова функция

$$F(y) = \left(\sqrt{\pi} \frac{W}{2}\right)^{-1/2} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{y-y_0}{W}\right)^2\right],$$

W — размер пятна, y_0 — центр пятна,

$$F_y(x) = C^E \times \begin{cases} \exp(-qx), & \text{область I,} \\ \cos hx - \frac{q \sin hx}{h}, & \text{область II,} \\ \left(\cos ht + \frac{q \sin ht}{h}\right) \exp[p(x+t)], & \text{область III,} \end{cases}$$

$$F_x(x) = \frac{\beta_M c}{\omega n^2} H_y(x), \quad F_z(x) = -j \frac{c}{\omega n^2} \frac{\partial}{\partial x} H_y(x),$$

$$H_y(x) = C^M \times \begin{cases} -\exp(-S \cdot x), & \text{область I,} \\ \sin kx - \frac{n_1^2 k}{n_2^2 S} \cos kx, & \text{область II,} \\ -\left[\frac{n_1^2 k}{n_2^2 S} \cos kt + \sin kt\right] \exp[\eta(x+t)], & \text{область III,} \end{cases}$$

величины $h^2 = (n_2^2 k_0^2 - \beta_E^2)$; $q^2 = (\beta_E^2 - n_1^2 k_0^2)$; $p^2 = (\beta_E^2 - n_3^2 k_0^2)$; $k^2 = (n_2^2 k_0^2 - \beta_M^2)$; $S^2 = (\beta_M^2 - n_1^2 k_0^2)$; $\eta^2 = (\beta_M^2 - n_3^2 k_0^2)$ связаны дисперсионным соотношением для TM - и TE -мод

$$\operatorname{tg} kt = \frac{k \left[\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 S + \left(\frac{n_2}{n_3}\right)^2 \eta \right]}{\frac{n_2^2 S \eta}{(n_1 n_3)^2}},$$

$$\operatorname{tg} ht = \frac{h(p+q)}{h^2 - pq},$$

t — толщина пленки; β_E, β_M — постоянные распространения TE - и TM -мод; n_1, n_2, n_3 — показатели преломления покровного слоя, волновода и подложки соответственно; $k_0 = \omega/c$; c, ω — скорость света в вакууме и его частота.

Постоянные C^E и C^M определяются из условий нормировки в предположении, что поля переносят в направлении z поток единичной мощности

$$\frac{c}{8\pi} \int_0^1 dy \int_{-\infty}^{+\infty} [\mathbf{E}(x) \times \mathbf{H}^*(x)] dx = 1.$$

В такой постановке задачу можно решить методом связанных мод. Уравнение связанных мод можно получить, следуя теории, описанной Когельником в [8],

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} a(z) \\ b(z) \end{pmatrix} = j \begin{pmatrix} A & B \exp(j\Delta\beta z) \\ B^* \exp(-j\Delta\beta z) & C \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a(z) \\ b(z) \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\Delta\beta = \beta_E - \beta_M$ — разность постоянных распространения TE - и TM -мод;

$$A = -\frac{\omega}{16\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\epsilon_{22} E_y^2 dx dy, \quad B = -\frac{\omega}{16\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (\Delta\epsilon_{21} E_y E_x + \Delta\epsilon_{23} E_y^* E_z) dx dy,$$

$$C = -\frac{\omega}{16\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (\Delta\epsilon_{11} E_x^2 + \Delta\epsilon_{33} E_z^2 + \Delta\epsilon_{13} E_x^* E_z + \Delta\epsilon_{31} E_z^* E_x) dx dy$$

— интегралы перекрытия полей TE - и TM -мод и управляющего поля E_0 ($\Delta\epsilon_{ij} = \Delta\epsilon_{ij}(E_0)$)

Пусть падающая на пленку волна имеет TM -поляризацию, тогда условия на границе

$$a(0) = 0, \quad b(0) = 1. \quad (3)$$

Решение задачи (2), (3) для квадратов амплитуд TE - и TM -мод имеет следующий вид:

$$|a(z)|^2 = \frac{BB^*}{BB^* + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2} \sin^2 \left[z \left(BB^* + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \right)^{1/2} \right];$$

$$|b(z)|^2 = 1 - |a(z)|^2, \quad (4)$$

где $\Delta = \Delta\beta + C - A$ — разность постоянных распространения TE - и TM -мод возмущенного волновода; интегралы B , A , C имеют смысл коэффициента связи и поправок к постоянным распространения TE - и TM -мод соответственно.

С помощью преобразования (1) можно совместить плоскость волновода $x=0$ с кристаллографическими плоскостями (100), (110), (111) и сравнить ЭУ взаимодействия TE - и TM -мод для таких волноводов. Далее будем называть волноводы, сформированные на плоскостях подложки (100), (110) и (111), K -, M -, L -волноводами соответственно.

Оптимальная геометрия ЭОЭ в объемных кристаллах класса симметрии 23 хорошо известна. Однако наличие постоянной связи TE - и TM -мод за счет гиротропии накладывает некоторые ограничения на геометрию ЭОЭ, что будет показано ниже. В качестве электродной структуры рассмотрена бесконечно тонкая целевая линия с электродами в виде полубесконечных плоскостей, связанными с системой координат волновода x, y, z , как показано на рис. 1, б. Выбор такой электродной структуры приводит к необходимости учитывать существенную неоднородность управляющего поля E_0 в области щели. Кроме того, для всех таких типов волноводов E_{0y} -компонента УП будет вносить разный вклад в ЭОЭ в зависимости от угла между осью Oy и выделенным кристаллографическим направлением в плоскости волновода (т. е. от углов поворота φ (θ) вокруг оси Ox (Ox')), а вклад E_{0x} -компоненты существенно различен в областях левого и правого электродов из-за разного знака компоненты в этих областях.

Случай однородного УП

Рассмотрим частный случай, когда УП однородно и направлено вдоль положительного направления Oy . На рис. 2 приведены расчетные зависимости для коэффициента связи BB^* (кривые 1, б) и параметра Δ^2 (кривые а, 2, 2', 3, 3') от приведенной толщины пленки $S = t/\lambda$ ($\lambda = 0.63$ мкм) для K -, M -, L -волноводов. Кривые а и б соответствуют случаю $E_0 = 0$ и справедливы для всех типов волноводов. Остальные кривые соответствуют величине управляющего поля $E_0 = 10$ кВ/см.

Анализ показывает, что при вращении системы координат (x, y, z) M -, L -волноводов вокруг оси Ox' (угол θ) вклад ЭОЭ в коэффициент связи отсутствует. В этом случае управление в основном осуществляется через диагональные компоненты тензора $\hat{\epsilon}$, что приводит к изменению разности постоянных распространения Δ . Наибольший эффект для M -волновода наблюдается для случаев, когда направление поля E_{0y} совпадает с кристаллографическими направлениями $\langle 111 \rangle$ (кривая 2) и $\langle 1\bar{1}\bar{1} \rangle$ (кривая 2'). Для L -волновода ЭОЭ максимален, когда поле E_{0y} направлено вдоль $\langle 1\bar{2}\bar{1} \rangle$ (кривая 3) и $\langle 121 \rangle$ (кривая 3').

Вращение системы координат K -волновода вокруг оси Ox (угол φ) в отличие от рассмотренных случаев дает вклад ЭОЭ только в коэффициент связи B и управление осуществляется за счет диагональных компонент тензора $\hat{\epsilon}$ (за

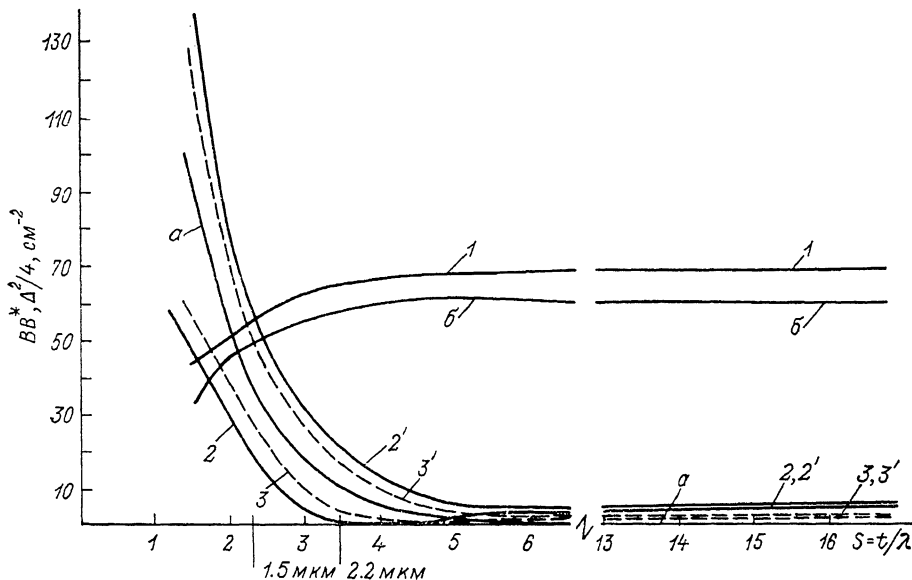


Рис. 2. Зависимости коэффициента связи $B \cdot B^*$ (1, 6) и параметра $\Delta^2/4$ (a, 2, 2', 3, 3') от приведенной толщины пленки для K -, L -, M -волноводов.

исключением $\epsilon_{13}, \epsilon_{31}$). Для этого случая эффект максимален, когда E_{0y} совпадает направлением $\langle 110 \rangle$ (кривая 1). Оптимальная ориентация систем координат K -, L -волноводов соответствует максимальному ЭОЭ в объемных кристаллах.

Из решения (4) видно, что управление сводится к изменению величины максимальной мощности, которая может быть перекачана из TE - и TM -мод

$$\eta_0 = \frac{BB^*}{BB^* + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2},$$

и длины взаимодействия

$$z_0 = \frac{\pi}{2} \left(BB^* + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \right)^{-1/2},$$

на которой $\eta = \eta_0$, где

$$\eta = \eta_0 \sin^2 \left[z \left(BB^* + \left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 \right)^{1/2} \right].$$

Очевидно, что в области малых толщин пленок, когда $\Delta^2/(4BB^*) \approx 1$, выгодно выбирать ориентации систем координат волноводов M и L , соответствующие кривым 2 и 3. В этих случаях проведенный эллипсоид показателей преломления кристалла вытянут вдоль оси Oy волновода, что увеличивает значение η_0 из-за уменьшения Δ .

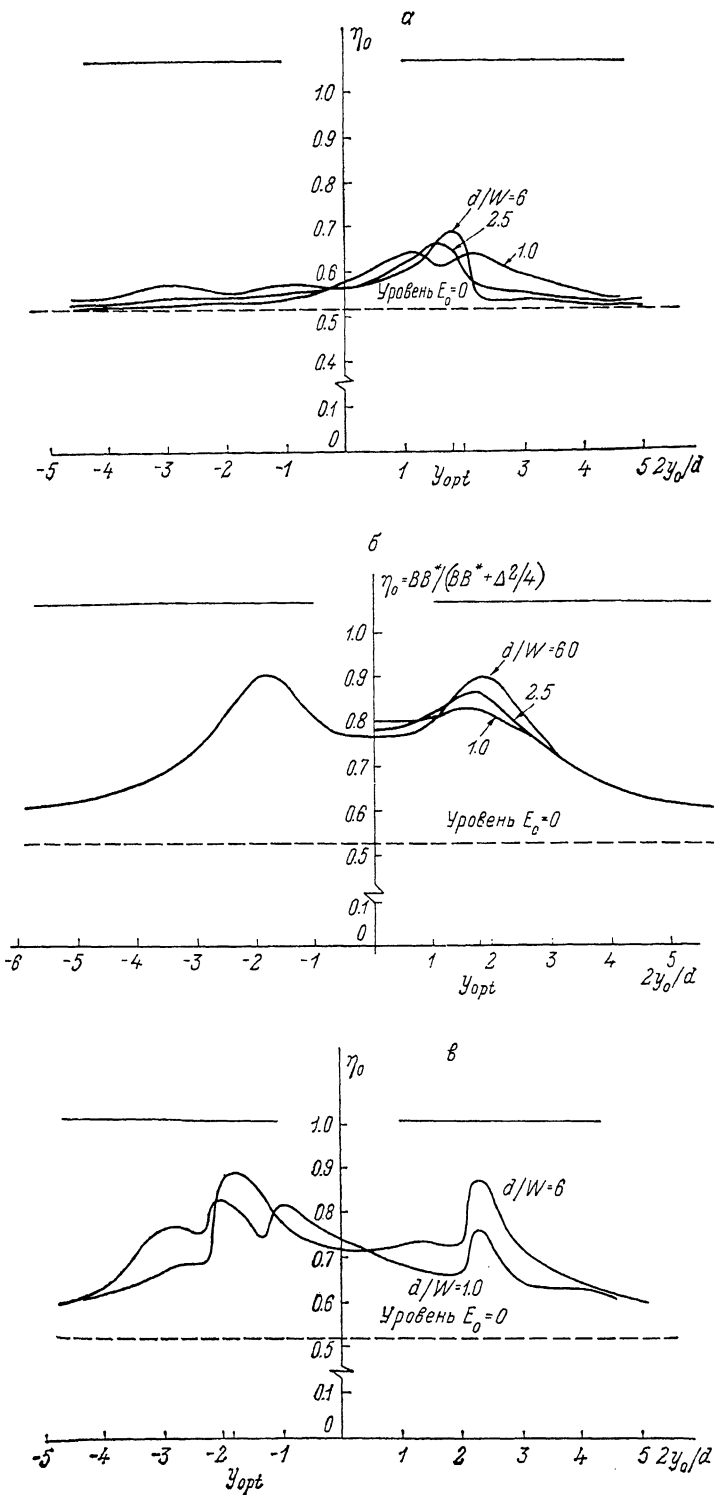


Рис. 3. Зависимости эффективности преобразования волноводных мод η_0 от положения центра пучка света y_0 под щелевой линией для разных отношений ширины щели к ширине пучка d/W .

α — для K-волновода; β , ν — для M- и L-волноводов соответственно.

Для толстых пленок $\eta_0=1$ только за счет гиротропии управление осуществляется через изменение z_0 . Оптимальную длину взаимодействия, на которой величина η изменяется от η_{\min} до η_{\max} в зависимости от величины E_{0y} , можно приближенно рассчитать по формуле

$$z_{0pt}(g, E_0) = \left| \frac{z_0(g, 0) \cdot z_0(g, E_{0 \max})}{z_0(g, 0) - z_0(g, E_{0 \max})} \right|.$$

Неоднородное управляющее поле

Распределение компонент УП E_0 щелевой линии, показанной на рис. 2, б, в плоскости волновода $z=0$ определяется следующими выражениями [9]:

$$E_{0x} = \frac{U_0}{\pi} [(d^2 + x^2 - y^2)^2 + 4(xy)^2]^{-1/4} \cos \Phi,$$

$$E_{0y} = \frac{U_0}{\pi} [(d^2 + x^2 - y^2)^2 + 4(xy)^2]^{-1/4} \sin \Phi,$$

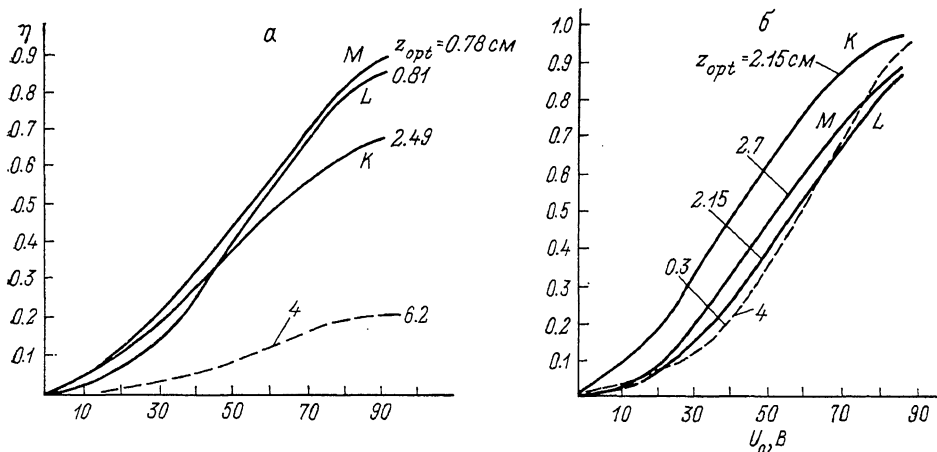


Рис. 4. Зависимости эффективности преобразования η $TE \rightleftharpoons TM$ -мод (а, б) от управляющего напряжения.

Кривые 4 соответствуют случаю $g=0$ для K -волновода, все кривые построены для $y_0=y_{opt}$ и $d/W=6$.

где

$$\operatorname{tg}(2\Phi) = \frac{2xy}{d^2 + x^2 - y^2},$$

U_0 — величина управляющего напряжения, $2d$ — зазор щели.

Учет зависимости величин и направления E_{0y} - и E_{0x} -составляющих управляющего поля от y -, x -координат приводит к результатам, представленным на рис. 3. На рис. 3, а–в соответственно показаны расчеты зависимости величины η_0 для K -, M -, L -волноводов от положения центра гауссова пучка света y_0 под щелевой линией и отношения величин d/W . Волноводы ориентированы так, что E_{0y} -составляющая УП K -волновода направлена вдоль $\langle 110 \rangle$, M -волновода — вдоль $\langle 111 \rangle$, L -волновода — вдоль $\langle 1\bar{2}1 \rangle$. Напряжение на электродах подобрано так, чтобы при $y_0=0$ значение η_0 для узкого пучка ($d/W=6$) соответствовало рассмотренным случаям однородного поля (т. е. среднее значение $E_{0y}=10^4$ В/см). Ширина W и положение пучка света $y_0=y_{opt}$, при которых обеспечивается максимум ЭОЭ, обусловлены интегралами перекрытий полей TE -, TM -мод и E_{0x} -, E_{0y} -составляющих УП, которые имеют максимальную величину в области края щели.

Несимметричность зависимости $\eta_0(y_0)$ относительно оси и ее «изрезанность» для L - и K -волноводов есть следствие разного направления E_{0x} -составляющей поля в областях $y > 0$ и $y < 0$. Так, в рассматриваемой геометрии E_{0x} -составляющая поля L -волновода в области $y < 0$ совпадает с направлением $\langle 111 \rangle$ и в области $y > 0$ имеет обратное направление. При этом она в первом случае инициирует вытянутый вдоль оси Ox' эллипсоид показателей преломления, а во втором — сплюснутый, что приводит к дополнительному уменьшению или увеличению разности постоянных распространения Δ . Ситуация для K -волновода аналогична с той лишь разницей, что значение показателя преломления n_x остается постоянным. Симметричность кривых M -волновода связана с тем, что E_{0x} -составляющая поля дает вклад в основном в коэффициент связи, величина которого не зависит от направления поля E_{0x} . Однако ориентация системы координат волновода не является оптимальной для вклада E_{0x} -составляющей УП в ЭОЭ.

Зависимость длины взаимодействия $z_{0pt}(y_0, W)$ имеет характер, обратный зависимости $\eta_0(y_0, W)$. Минимальная величина z_{0pt} , которая нас интересует, также соответствует значению $y_0 = y_{0pt}$.

На рис. 4, а, б приведены зависимости величины $\eta = \eta(U_0)$, где U_0 — управляющее напряжение на электродах. Графики рис. 4, а соответствуют толщине пленки $t = 1.5$ мкм для z_{0pt} , K -, L -, M -волноводов, а рис. 4, б — для пленки толщиной $t = 10$ мкм. Все зависимости построены для оптимальной геометрии волноводной структуры с щелевой линией ($d = 50$ мкм) для параметра $d/W = 6$ и значений $y_0 = y_{0pt}$. Для сравнения приведены зависимости $\eta(U_0)$ для случая $g = 0$.

Заключение

Проведенный анализ показывает, что для достижения максимального эффекта необходимо, чтобы отношение d/W было как можно большим, а место положения пучка под щелевой линией и полярность напряжения были выбраны с учетом рассмотренных эффектов, включая нужную ориентацию систем координат волноводов. Для заданных параметров волноводной структуры оказалось возможным получить 90%-ное преобразование TM - и TE -мод для одномодового режима M -, L -волноводов, где $\Delta^2/4BB^* \approx 1$ (5), так как в нашем случае отсечка первой моды имеет место при $t = 2.3$ мкм. Замечателен также тот факт, что $\eta_{0 \max}$ M -, L -волноводов намного больше $\eta_{0 \max}$ K -волновода для $t = 1.5$ мкм, что согласуется с результатами рис. 2. Это происходит по двум причинам.

В случае выполнения (5) управление разностью постоянных распространения Δ оказывается эффективней, чем управление коэффициентом связи B . Физически это объясняется тем, что взаимодействие TE -, TM -мод через ЭОЭ и гиротропию несинфазно (что выражается в комплексности интеграла B) и величина оказывается чувствительней к изменению параметра Δ . Вторая причина заключается в том, что для рассмотренных геометрий ЭОЭ при $g = 0$ сумма абсолютных величин диагональных элементов тензора $\hat{\epsilon}$ M -, L -волноводов почти в 3 раза больше соответствующей суммы K -волновода и лишь немногим меньше суммы абсолютных величин недиагональных компонент K -волновода. Последнее приводит к тому, что у толстых пленок ($t \geq 10$ мкм), когда $\Delta\beta = 0$, ситуация меняется и выгодно управлять коэффициентом связи. При этом управление осуществляется через изменение z_{0pt} .

Зависимости, представленные на рис. 4, а, б, позволяют сделать вывод общего характера. Для тонких пленок, когда выполняется условие (5), выгоднее использовать волноводы, сформированные на плоскостях (111) , (110) , причем в этом случае гиротропия приводит к значительному увеличению эффективности взаимодействия $TE \rightleftharpoons TM$ -мод. Для толстых пленок выгоднее формировать волноводы на плоскостях (111) , (100) , так как в этом случае полная перекачка энергии для K -, L -волноводов осуществляется на длине z_{0pt} , меньшей, чем у M -волновода, однако различие небольшое. Как видно из рис. 4, б, гиротропия приводит к значительному увеличению z_{0pt} в случае, когда $\Delta\beta \approx 0$.

Таким образом, использование электрооптических кристаллов с сильной оптической активностью открывает возможность построения модуляторов лазерного излучения в одномодовом режиме с большой эффективностью преобразования мод.

Список литературы

- [1] Акустические кристаллы / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982. 632 с.
- [2] Копылов Ю. Л., Кравченко В. Б., Кучи В. В. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 8. Вып. 4. С. 205—207.
- [3] Hayashi H., Fujii Y. // IEEE J. Q. E. 1978. Vol. 14. N 11. P. 848—854.
- [4] Остроуменко А. П., Панченко Т. В., Пруцкий В. П. и др. // УФЭ. 1983. Т. 28. № 2. С. 195—200.
- [5] Абусев В. Н., Леонов Е. И., Линовский А. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 17. С. 1555—1560.
- [6] Kohji T., Yoshiki K., Masami T. et al. // Appl. Opt. 1982. Vol. 21. N 16. P. 2953—2959.
- [7] Masayuki I., Tadasu S. // Appl. Phys. 1975. Vol. 5. N 4. P. 307—315.
- [8] Интегральная оптика / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1987. 344 с.
- [9] Marcuse P. // IEEE. J. Q. E. 1982. Vol. 18. P. 393—398.

Киевский государственный
университет им. Т. Г. Шевченко

Поступило в Редакцию
26 сентября 1990 г.