

01;06;07

Невзаимность преобразования мод в двухсекционном магнитогиrotропном волноводе

© Д.И. Семенцов, А.М. Шутый

Ульяновский государственный университет,
432700 Ульяновск, Россия

(Поступило в Редакцию 19 декабря 1996 г.)

Для двухсекционного магнитогиrotропного волновода с произвольной ориентацией намагниченности в каждой из секций показано, что изменением ориентации намагниченности в секциях и подбором их длин можно достичь оптимального по величине невзаимного эффекта модового преобразования в широком диапазоне толщины волноводного слоя.

Использование магнитогиrotропных волноводов в качестве невзаимных устройств является одним из приоритетных направлений интегральной магнитооптики [1, 2]. В однородно намагниченной пленке с изотропной немагнитной подложкой невзаимные свойства существенны в основном вблизи толщины отсечки мод [3, 4], что затрудняет их применение в практических целях. В магнитооптических (МО) волноводах, состоящих из двух и более секций с отличающимися ориентациями намагниченности, значительный уровень невзаимности преобразования мод существует в достаточно широком диапазоне параметров волновода. Практическое использование подобных структур и создаваемых на их основе каскадных однонаправленных преобразователей (КОП) мод [5, 6] требует детального анализа реализуемых в них волноводных режимов. В настоящей работе рассмотрено влияние ориентации намагниченности в каждой из секций на параметр невзаимности в широком диапазоне толщины волноводного слоя и при различных длинах секций.

1. Для исследования режимов невзаимного преобразования в двухсекционном магнитогиrotропном волноводе рассмотрим волноводную структуру, состоящую из подложки, покровного слоя и двух однородно намагниченных секций волноводного слоя, выполненных на основе единой феррит-гранатовой пленки (рис. 1).

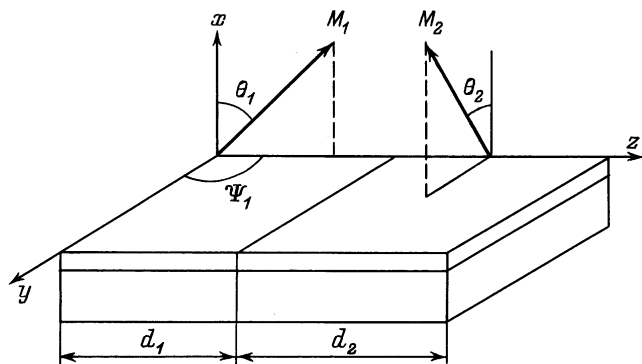


Рис. 1. Двухсекционный однонаправленный преобразователь мод.

Диэлектрические проницаемости соответствующих слоев — скалярные величины ε_1 , ε_2 и тензор $\hat{\varepsilon}_f$. Анализ будем проводить на основе метода связанных мод [7], в соответствии с которым часть тензора $\hat{\varepsilon}_f$, не зависящая от ориентации намагниченности, считается невозмущенной — $\hat{\varepsilon}_f^{(0)}$, а зависящая принимается за малое возмущение $\Delta\hat{\varepsilon}_f$. Взаимодействие двух мод с амплитудами A_μ и A_ν , распространяющихся в волноводной структуре вдоль оси z , описывается в двухмодовом приближении уравнениями связи указанных мод [8]. Решение этих уравнений для мод, распространяющихся в однородно намагниченной секции волновода с начальной координатой z_0 и конечной z , может быть представлено следующим образом:

$$\begin{bmatrix} A_\mu(z) \\ A_\nu(z) \end{bmatrix} = \exp[-i\beta(z - z_0)] \begin{bmatrix} T_- & \gamma t \\ \gamma^* t & T_+ \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_\mu(z) \\ A_\nu(z) \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где элементы матрицы передачи имеют вид

$$T_\pm = \cos \varkappa(z - z_0) \pm \frac{i\Delta}{\varkappa} \sin \varkappa(z - z_0),$$

$$t = \frac{i}{\varkappa} \sin \varkappa(z - z_0),$$

Здесь введены обозначения $\varkappa^2 = |\gamma|^2 + \Delta^2$, $2\Delta = \beta_\mu - \beta_\nu + \Delta\beta_\mu - \Delta\beta_\nu$, $2\beta = \beta_\mu + \beta_\nu$, где $\beta_{\mu,\nu}$ — постоянные распространения мод, $\Delta\beta_{\mu,\nu}$ — возмущение постоянных распространения, γ — коэффициент модовой связи. Коэффициент связи в общем случае определяется профильными полевыми функциями соответствующих мод и возмущением диэлектрической проницаемости [8]

$$\gamma = k_0 \int \mathcal{E}_\mu^* \Delta\hat{\varepsilon}_f \mathcal{E}_\nu dx, \quad (2)$$

где $k_0 = \omega/c$, ω — частота, c — скорость света в вакууме; $\mathcal{E}_{\mu,\nu}(x)$ — профильные функции, нормированные на единичную мощность переносимой энергии на единичной ширине волновода (в направлении оси y) и определяющие распределение поля соответствующих мод в направлении оси x .

Для ортогонально поляризованных TE - и TM -мод коэффициент связи находится из выражения

$$\gamma = k_0 \int \mathcal{E}_{\mu y}^* (\varepsilon_{yz} \mathcal{E}_{\nu z} + \varepsilon_{yx} \mathcal{E}_{\nu x}) dx, \quad (3)$$

Поправки к постоянным распространения мод, обусловленные возмущением диэлектрической проницаемости, для TE_μ -моды имеют вид

$$\Delta\beta_\mu^E = k_0 \int \Delta\varepsilon_{yy} \mathcal{E}_{\mu y}^* \mathcal{E}_{\mu y} dx \quad (4)$$

и для TM_ν -моды

$$\begin{aligned} \Delta\beta_\nu^M = k_0 \int & \left[\mathcal{E}_{\nu x}^* (\Delta\varepsilon_{xx} \mathcal{E}_{\nu x} + \varepsilon_{xz} \mathcal{E}_{\nu z}) \right. \\ & \left. + \mathcal{E}_{\nu z}^* (\varepsilon_{zx} \mathcal{E}_{\nu x} + \Delta\varepsilon_{zz} \mathcal{E}_{\nu z}) \right] dx. \end{aligned} \quad (5)$$

В приведенных выражениях компоненты возмущения $\Delta\varepsilon_{\alpha\beta}$ определяются полярными $\theta_{1,2}$ и азимутальными $\psi_{1,2}$ углами намагниченности в соответствующих секциях волноводного слоя. С учетом различной ориентации намагниченности в секциях длиной d_1 и d_2 амплитуды вводимой μ и возбуждаемой ν мод, распространяющихся от первой секции ко второй (прямое направление), согласно (1), на выходе волновода ($z = d = d_1 + d_2$) определяется выражениями

$$\begin{aligned} A_\mu(d) &= \exp[i(\Delta_2 - \Delta\beta_\mu)d_2] \left[A_\mu(d_1) \left(\cos \varkappa_2 d_2 \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - i \frac{\Delta_2}{\varkappa_2} \sin \varkappa_2 d_2 \right) + i A_\nu(d_1) \frac{\gamma_2}{\varkappa_2} \sin \varkappa_2 d_2 \right], \\ A_\nu(d) &= \exp[-i(\Delta_2 + \Delta\beta_\nu)d_2] \left[i A_\mu(d_1) \frac{\gamma_2^*}{\varkappa_2} \sin \varkappa_2 d_2 \right. \\ & \quad \left. + A_\nu(d_1) \left(\cos \varkappa_2 d_2 - i \frac{\Delta_2}{\varkappa_2} \sin \varkappa_2 d_2 \right) \right], \\ A_\mu(d_1) &= A_\mu(0) \exp[i(\Delta_1 - \Delta\beta_\mu - \beta_\mu)d_1] \\ & \quad \times \left(\cos \varkappa_1 d_1 - i \frac{\Delta_1}{\varkappa_1} \sin \varkappa_1 d_1 \right), \\ A_\nu(d_1) &= i A_\mu(0) \exp[-i(\Delta_1 - \Delta\beta_\nu - \beta_\nu)d_1] \\ & \quad \times \frac{\gamma_1^*}{\varkappa_1} \sin \varkappa_1 d_1. \end{aligned} \quad (6)$$

Индексы 1 и 2 устанавливают соответствие параметров секциям волновода. При выводе (6) не учитывались эффекты, связанные с отражением и прохождением излучения на границе раздела различно намагниченных участков. Это оправдано тем, что различие показателей преломления секций определяется только ориентацией магнитного момента и на три-четыре порядка меньше показателя преломления, не зависящего от намагниченности. На основании (6) можно получить выражения

для эффективности преобразования $TE_\mu \rightarrow TM_\nu$ -мод $\eta = |A_\nu(d)|^2 / |A_\mu(0)|^2$

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{|\gamma_1|^2}{\varkappa_1^2} \sin^2 \varkappa_1 d_1 \left(\cos^2 \varkappa_2 d_2 + \frac{\Delta_2^2}{\varkappa_2^2} \sin^2 \varkappa_2 d_2 \right) \\ & \quad + \frac{|\gamma_2|^2}{\varkappa_2^2} \sin^2 \varkappa_2 d_2 \left(\cos^2 \varkappa_1 d_1 + \frac{\Delta_1^2}{\varkappa_1^2} \sin^2 \varkappa_1 d_1 \right) \\ & \quad + 2 \frac{\sin \varkappa_1 d_1 \sin \varkappa_2 d_2}{\varkappa_1 \varkappa_2} \left(\operatorname{Re}(\gamma_1 \gamma_2^*) \left[\cos \varkappa_1 d_1 \cos \varkappa_2 d_2 \right. \right. \\ & \quad \left. \left. - \frac{\Delta_1 \Delta_2}{\varkappa_1 \varkappa_2} \sin \varkappa_1 d_1 \sin \varkappa_2 d_2 \right] + \operatorname{Im}(\gamma_1^* \gamma_2) \right. \\ & \quad \left. \times \left[\frac{\Delta_1}{\varkappa_1} \cos \varkappa_2 d_2 \sin \varkappa_1 d_1 - \frac{\Delta_2}{\varkappa_2} \cos \varkappa_1 d_1 \sin \varkappa_2 d_2 \right] \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Для исследования невзаимности рассматриваемого модового преобразования при проходе излучения как в прямом, так и в обратном (из второй секции в первую) направлениях зададим длины секции таким образом, чтобы в каждой из них в отдельности эффективность преобразования равнялась 50%. При этом $\sin \varkappa_i d_i = \varkappa_i^+ / \sqrt{2} |\gamma_i|$, $\cos \varkappa_i d_i = \varkappa_i^- / \sqrt{2} |\gamma_i|$, где $i = 1, 2$, а $\varkappa_i^\pm = (|\gamma_i|^2 \pm \Delta_i^2)^{1/2}$. Эффективность преобразования в этом важном с практической точки зрения случае имеет простой вид

$$\eta = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \operatorname{Re}[(\Delta_1 + i\varkappa_1^-)(\Delta_2 + i\varkappa_2^-) / \gamma_1^* \gamma_2]. \quad (8)$$

2. Пусть в первой секции намагниченность ориентирована вдоль направления распространения излучения (геометрия Фарадея), а во второй — перпендикулярно ему (геометрия Коттона–Мутона). Тогда действительная часть коэффициента связи в первой секции $\operatorname{Re} \gamma_1$ более чем на порядок меньше его мнимой части и можно ею пренебречь, а под γ_1 подразумевать величину $\operatorname{Im} \gamma_1$. Коэффициент связи мод для второй секции γ_2 — действительная величина. При изменении направления излучения на противоположное изменяется знак обоих коэффициентов связи (кроме случая $\psi_2 = 0$, $\theta_2 \approx 90^\circ$, который здесь не рассматривается в силу малости величины γ_2). При этом в случае распространения мод в обратном направлении в выражении (8) следует брать комплексное сопряжение коэффициента связи в первой секции, что изменит знак второго слагаемого в (8). В итоге выражения для эффективности преобразования мод в прямом и обратном (индексы "+" и "-") направлениях принимают вид

$$\eta_\pm = \frac{1}{2} \pm (\Delta_1 \varkappa_2^- + \Delta_2 \varkappa_1^-) / (2\gamma_1 \gamma_2). \quad (9)$$

Отсюда величина параметра невзаимности $K = \eta_+ - \eta_-$ имеет вид

$$K = \left(\Delta_1 \sqrt{\gamma_2^2 - \Delta_2^2} + \Delta_2 \sqrt{\gamma_1^2 - \Delta_1^2} \right) / \gamma_1 \gamma_2. \quad (10)$$

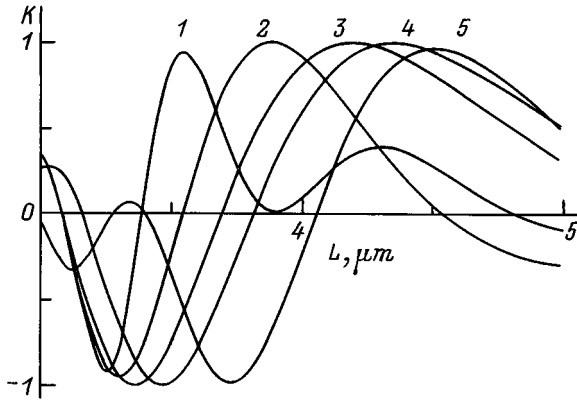


Рис. 2. Зависимость от толщины волновода слоя L параметра невязности K для преобразования $TE_0 \rightarrow TM_0$ при различной ориентации намагниченности в КОП.

Из (10) следует, что невязность модового преобразования отсутствует при полном фазовом синхронизме мод в обеих секциях, т.е. при $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$, а также при $\Delta_1 = -\Delta_2 \gamma_1 / \gamma_2 \text{sign}(\gamma_1 / \gamma_2)$. Невязность максимальна, когда $K = 1$ или $K = -1$. В первом случае имеют место полное изменение поляризации вводимой моды на ортогональную при ее распространении в прямом направлении и сохранение поляризации при распространении в обратном. Во втором случае полное преобразование моды происходит только в обратном направлении, при его отсутствии — в прямом направлении.

Если пренебречь возмущением постоянной распространения $\Delta\beta_1$, то $\Delta_1 = \Delta_2$ и величина $|K|$ достигает своих максимальных значений при

$$\Delta = \pm \left[\sqrt{(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)^2 / 4 + \gamma_1^2 \gamma_2^2} - (\gamma_1^2 + \gamma_2^2) / 2 \right]^{1/2}. \quad (11)$$

В случае равенства нулю фазовой расстройки в одной из секций уровень невязности максимален, когда фазовая расстройка в другой секции $\Delta_i = \pm \gamma_i$, что является условием 50% эффективности преобразования ($\eta_{\max} = 0.5$). При $|\Delta_i| > |\gamma_i|$ максимально достижимая эффективность меньше 50%.

3. Для более полного исследования двухсекционного преобразователя мод проведем численный анализ выражения эффективности модового преобразования (7), используя волноводную структуру с параметрами $\epsilon_{xx}^{(0)} = 4.5383$, $\epsilon_{yy}^{(0)} = \epsilon_{zz}^{(0)} = 4.5371$, $\epsilon_1 = 3.8$, $\epsilon_2 = 1$, линейный МО параметр $f = 3.07 \cdot 10^{-4}$, квадратичные МО параметры $g_{44} = 2.4 \cdot 10^{-4}$, $\Delta g = -7.3 \cdot 10^{-5}$, соответствующие используемым на практике магнитогиротропным волноводам на длине волны $\lambda = 1.15 \mu\text{m}$ [2]. Кристаллографическая ось [111] пленки нормальна поверхности волновода и совпадает с осью x , а оси [112] и [110] совпадают с осями y и z . В [5] исследовался КОП с

заданной толщиной волноводного слоя и для выделенных ориентаций намагниченности в каждой секции, позволяющих получить наибольший эффект невязности модового преобразования. Однако на практике применяются волноводы с произвольной толщиной волноводного слоя L , а так как эффективность модового преобразования существенно зависит от толщины волноводного слоя, необходимо рассмотреть зависимости параметра невязности от величины L и возможность достижения

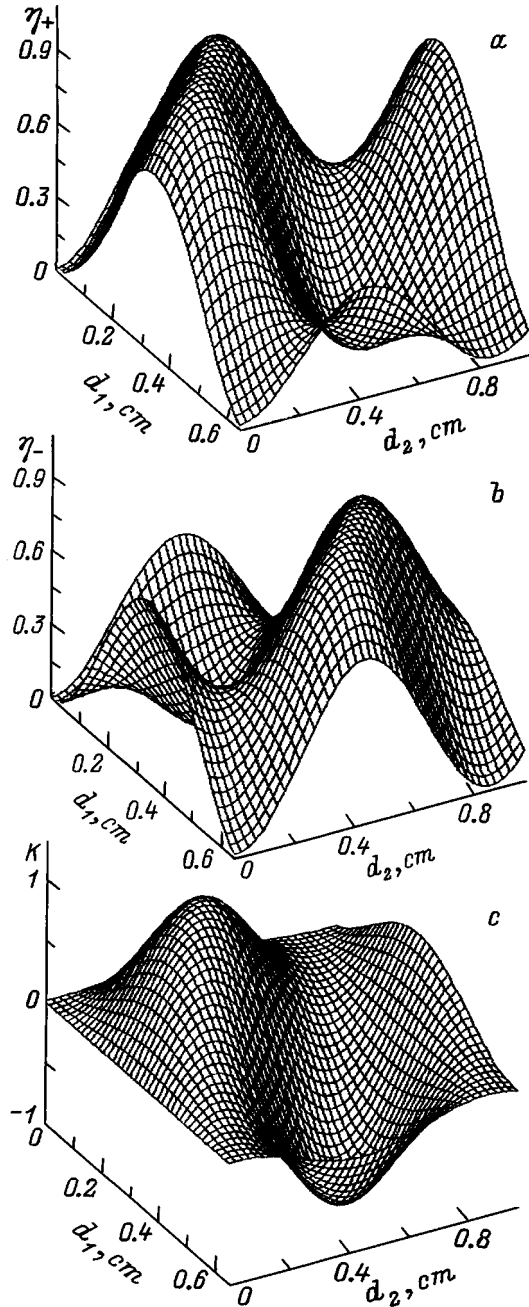


Рис. 3. Эффективности преобразования мод, распространяющихся в прямом η_+ (a) и обратном η_- (b) направлениях, и величина параметра невязности K (c) в зависимости от длин секций.

оптимальных значений $K = \pm 1$ для пленок произвольной толщины. На рис. 2 для преобразования $TE_0 \rightarrow TM_0$ приведена зависимость величины невязимности K от толщины волноводного слоя L при различной ориентации намагниченности: $\psi_1 = 90^\circ$, а $\theta_1 = 20, 45^\circ$ (кривые 1, 2), $\theta_1 = 90^\circ$ (кривые 3–5); $\psi_2 = 0$, а $\theta_2 = 45^\circ$ (кривые 1–3), $\theta_2 = 55, 70^\circ$ (кривые 4, 5). Длина секций подбиралась таким образом, чтобы в рассматриваемом диапазоне толщин достигалась наибольшая величина параметра невязимности: $d_1 = 0.725, 0.347$ см (кривые 1, 2), $d_1 = 0.2$ см (кривые 3–5), $d_2 = 0.284$ см (кривые 1–3), $d_2 = 0.355, 0.567$ см (кривые 4, 5). Видно, что каждой ориентации намагниченности в секциях каскадной волноводной структуры соответствуют толщины волновода L_{\pm} , при которых параметр невязимности $K \approx \pm 1$ (в случае соответствующего подбора длин секций). Между толщинами L_- и L_+ располагается толщина L_0 , на которой невязимость модового преобразования практически не проявляется. Анализ показывает, что на толщинах, отличных от L_{\pm} , выполняется неравенство $|K(L)| < |K(L_{\pm})|$. Сказанное очень важно с практической точки зрения, так как оказывается возможным с помощью внешнего магнитного поля подстраивать ориентацию намагниченности в секциях в случае конкретной толщины волноводного слоя для достижения при определенных длинах d_1 и d_2 максимально возможного проявления невязимности преобразования мод.

На рис. 3 приведены на плоскости длин секций d_1 и d_2 эффективности преобразования мод, распространяющихся в прямом η_+ (а) и обратном η_- (б) направлениях, и величина параметра невязимности K (с). Намагниченность в первой секции ориентирована вдоль направления распространения мод ($\psi_1 = \theta_1 = \pi/2$), во второй — перпендикулярно ему ($\psi_2 = 0, \theta_2 = \pi/4$). Зависимости построены для толщины пленки, на которой при данной ориентации намагниченности в секциях достигается значение невязимности $K = 1$, т.е. $L = L_+ \approx 4.2 \mu\text{m}$. При выбранных параметрах волноводной структуры увеличение длины секций приводит к изменению знака K и на определенных длинах параметр невязимности становится равным $K = -1$. Следовательно, на выходе из волновода вводимая мода преобразуется в ортогональную при распространении в обратном направлении и не изменяет своей поляризации, распространяясь в прямом направлении. Аналогичные зависимости, построенные для $L = L_0 \approx 3.7 \mu\text{m}$, показывают, что при любых длинах секций d_1 и d_2 невязимость проявляется слабо и $|K| \leq 0.2$.

Из приведенного анализа следует, что, изменяя ориентацию намагниченности в секциях каскадной волноводной структуры и подбирая длину секций, можно управлять режимами работы данного интегрально-оптического элемента и получать оптимальный по величине невязимный эффект модового преобразования. На основе магнитогиротропных волноводов каскадного типа с сильно выраженными невязимными свойствами может быть создан широкий класс эффективных в ближнем ИК диапазоне интегральных устройств, таких, как модуляторы, вентели и изоляторы.

Список литературы

- [1] Прохоров А.М., Смоленский Г.А., Агеев А.Н. // УФН. 1984. Т. 143. № 1. С. 33–72.
- [2] Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. М.: Наука, 1988. 192 с.
- [3] Семенцов Д.И., Шутый А.М. // Опт. и спектр. 1995. Т. 79. № 3. С. 507–511.
- [4] Семенцов Д.И., Шутый А.М. // ЖТФ. 1995. Т. 65. Вып. 2. С. 156–162.
- [5] Castera J.P., Hepner G. // IEEE Trans. Magn. 1977. Vol. Mag-13. N 5. P. 1583–1585.
- [6] Hemme H., Dotsch H., Menzler H.-P. // Appl. Opt. 1987. Vol. 26. N 18. P. 3811–3817.
- [7] Волноводная оптоэлектроника / Под ред. Т. Тамира. М.: Мир, 1991. 575 с.
- [8] Семенцов Д.И., Шутый А.М., Иванов О.В. // РИЭ. 1996. Т. 41. № 4. С. 421–428.