

ОПТИЧЕСКИЙ ПЛАНАРНЫЙ ВОЛНОВОД НА ОСНОВЕ СЛОИСТОГО МАГНИТОАКТИВНОГО МЕТАМАТЕРИАЛА

И.С. Паняев¹, Д.Г. Санников¹

¹Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

Аннотация

Рассмотрены направляющие свойства оптического волновода на основе слоистого метаматериала, образованного слоями намагниченного до насыщения железо-иттриевого граната и алюмо-иттриевого граната. С помощью приближения эффективной среды и решения граничной задачи (электромагнитного метода), а также используя матричный метод 4×4 , получены дисперсионные уравнения для волноводных ТЕ- и ТМ-мод в структуре. Найдены дисперсионные спектры зависимости константы распространения от циклической частоты для разных типов структур, а также коэффициенты локализации ортогональных мод в направляющем слое, и проведен их сравнительный анализ. Показаны преимущества приближенного электромагнитного метода по сравнению с точным матричным методом 4×4 . Результаты работы могут найти применение при создании новых интегрально-оптических устройств обработки оптических сигналов на основе слоистого метаматериала.

Ключевые слова: оптический волновод, слоистый метаматериал, фотонный кристалл.

Цитирование: Паняев, И.С. Оптический планарный волновод на основе слоистого магнитоактивного метаматериала / И.С. Паняев, Д.Г. Санников // Компьютерная оптика. – 2018. – Т. 42, № 5. – С. 807-815. – DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-807-815.

Введение

В настоящее время весьма перспективным для интегральной и волоконной оптики является диапазон длин волн 1,3–1,6 мкм, в котором скорость передачи данных может быть увеличена до сотен гигабит в секунду, а длина ретрансляционных участков – до сотни километров. Также активно исследуется и еще более длинноволновой диапазон (4–5 мкм), в котором можно, например, получить волокна с затуханием около 0,07 дБ/км (и даже меньше) [1]. Основой любой интегрально-оптической схемы является планарный оптический волновод и различные типы 3D канальных и полосковых волноводов. На их основе можно получать отдельные элементы интегральной оптики: излучатели, модуляторы, ответвители, переключатели и др. [2].

В связи с быстрым совершенствованием технологий производства многослойных фотонно-кристаллических (ФК) структур особое значение приобретают исследования оптических волноводов на их основе [3]. Из-за высокой чувствительности фотонной запрещенной зоны (ФЗ) к линейным размерам ФК последние должны изготавливаться с высокой точностью (например, для дырчатых ФК-волноводов допустимые отклонения могут составлять < 1 нм) [4, 5].

Многослойные ФК-структуры, содержащие нанослои (порядка 1–100 нм), могут с успехом использоваться в устройствах оптической обработки информации, а также для управления когерентными потоками света в оптоэлектронных и магнитофотонных приборах, системах отображения, хранения и передачи информации. Одномерные (1D) ФК используются в солнечных батареях, датчиках, 3D-матрицах, устройствах с усилением флуоресценции, цветных дисплеях [6]. 1D-графеновые ФК на терагерцовых частотах рассмотрены в работах [7–9]. 1D многокомпонентные кристаллы [10] могут использоваться в термофотоэлектрических приложениях. Теоретически предсказано, что ФК-фильтр, нанесенный на поверхность диода,

должен обеспечивать сильную связь всех электромагнитных мод на частотах выше края ФЗ, и не должен обеспечивать связи низкочастотных мод [11]. Анализ 1D ФК проводится на основе метода матрицы переноса, который развивался, в частности, в работах [12–17].

В видимой и ближней ИК-области весьма перспективными являются магнитные ФК, содержащие, например, слои висмут-замещенного железо-иттриевого граната (Bi-ЖИГ), обладающего хорошими магнитооптическими свойствами [18–20]. В 1D ФК-структурах на основе Bi-ЖИГ и диэлектрических пленок SiO_2 и TiO_2 из-за значительной локализации света удаётся достичь гигантского угла Фарадея, достигающего -28 град/мкм на длине волны $\lambda = 1,15$ мкм [21]. Многослойные волноводы со слоями ЖИГ позволяют создавать оптические изоляторы, работающие на модах утечки [22]. Разнообразие эффектов, проявляющихся в подобных структурах (фарадеевское вращение, генерация второй гармоники, нелинейный магнитооптический эффект Керра на краю ФЗ и т.д.), привлекает внимание исследователей. В недавней статье [15] рассмотрены 2 типа 1D ФК-волноводов, намагниченных в плоскости слоёв: немагнитный фотонный кристалл с дополнительным магнитным слоем сверху и магнитофотонный кристалл с магнитным слоем внутри каждого периода. В частности, показано, что константы распространения волноводных ТМ-мод чувствительны к поперечной намагниченности, а магнитооптический эффект взаимности проявляется сильнее в первом случае из-за более высокой асимметрии оболочек магнитного слоя в волноводе второго типа.

Для изготовления 1D ФК-структур (как периодических, так и содержащих дефекты), работающих в ближней ИК или видимой области, могут использоваться методы высокочастотного (магнетронного) распыления (RF-sputtering) [19, 23], жидкофазной эпитаксии, ионного и термического напыления, плаз-

менной полимеризации, осаждения металлоорганических соединений из газообразной фазы и т.д. [24, 25] Например, с помощью высокочастотного распыления созданы разнообразные варианты структур на основе SiO_2 , Bi:ЖИГ , Ta_2O_5 и т.д. [19].

В настоящей работе рассматривается волноводная структура на основе слоистого метаматериала (СМ), содержащая слои ЖИГ ($\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) и алюмо-иттриевого граната (АИГ, $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$), и исследуются её направляющие, частотно-полевые и энергетические характеристики. Анализ производится с помощью двух методов: электромагнитного (в приближении эффективной среды) и матричного, и производится сравнение полученных на их основе результатов.

1. Постановка задачи. Электромагнитный подход с использованием длинноволнового приближения для подсистемы $(1/2)^N$

Рассмотрим планарный волновод, направляющий слой которого толщиной L лежит в плоскости yz , а ось x перпендикулярна границе раздела этого слоя и обкладок (рис. 1). Подложка и покровный слой имеют диэлектрические проницаемости (ДП) ϵ_0 и ϵ_3 , магнитные проницаемости μ_0 и μ_3 соответственно.

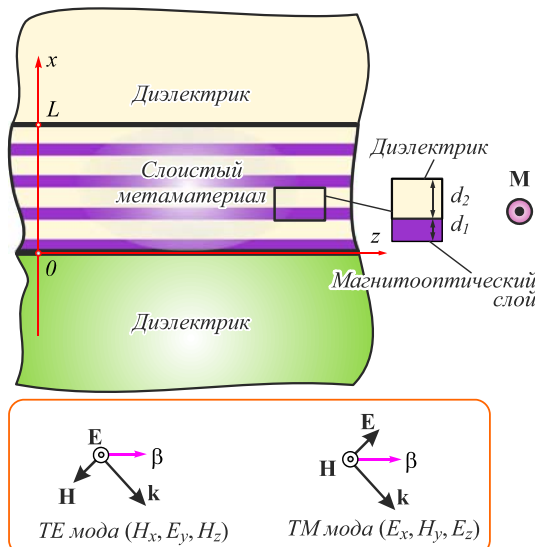


Рис. 1. Геометрия задачи и собственные волны структуры

Пусть электрическое и магнитное поля электромагнитной волны (ЭМВ) в структуре пропорциональны множителю $\exp[i(\omega t - \beta z)]$, где i – мнимая единица, ω – круговая частота, t – время, $\beta \equiv k_z$ – константа распространения, одинаковая во всех средах, z – продольная координата. Здесь мы полагаем, что волновые поля однородны вдоль оси y , т.е. $\partial/\partial y = 0$. Внешнее магнитное поле приложено вдоль оси y . СМ состоит из чередующихся слоёв намагниченного до насыщения ЖИГ и АИГ с толщинами слоёв d_1 и d_2 и тензорами ДП:

$$\hat{\epsilon}_{\text{ЖИГ}} = \begin{pmatrix} \epsilon_1 & 0 & i\epsilon_a \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ -i\epsilon_a & 0 & \epsilon_1 \end{pmatrix}, \quad \hat{\epsilon}_{\text{АИГ}} = \begin{pmatrix} \epsilon_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

В рамках длинноволнового (мелкослоистого) приближения, когда длина волны излучения λ много больше толщин слоёв, составляющих период структуры, можно рассматривать такой СМ как сплошную среду с тензором эффективной ДП [3, 26, 27]. Данное приближение удобно для описания оптических свойств периодических структур, таких как сверхрешётки, наноструктурированные среды, многомерные ФК и т.д. В нашем случае тензор эффективной ДП нанокompозитной среды находится путем использования процедуры усреднения напряженностей и индукций электрического поля по слоям, составляющим структуру [28], и имеет вид:

$$\hat{\epsilon}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & i\epsilon_{xz} \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ i\epsilon_{zx} & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Входящие в (2) компоненты тензора ДП определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx} &= \frac{\epsilon_1 \epsilon_2 d}{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2}, \quad \epsilon_{yy} = \frac{\epsilon_1 d_1 + \epsilon_2 d_2}{d}, \\ \epsilon_{zz} &= \frac{1}{d} \left[\epsilon_1^\perp d_1 + \epsilon_2^\perp d_2 + \frac{(\epsilon_{1a} \epsilon_2 d_1 + \epsilon_{2a} \epsilon_1 d_2)^2}{\epsilon_1 \epsilon_2 (\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2) d} \right], \\ \epsilon_{xz} &= -\epsilon_{zx} = \frac{(\epsilon_{1a} \epsilon_2 d_1 + \epsilon_{2a} \epsilon_1 d_2)}{\epsilon_2 d_1 + \epsilon_1 d_2}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\epsilon_j^\perp = \epsilon_j - \epsilon_{ja}^2 / \epsilon_j$ – поперечные ДП каждого из нанослоёв СМ ($j=1,2$), а $d=d_1+d_2$ – период СМ-структуры. Тензор эффективной магнитной проницаемости СМ среды и его компоненты получаются заменой $\epsilon \rightarrow \mu$ в соотношениях (1), (2) и (3). При этом поперечные магнитные проницаемости слоя $\mu_j^\perp = \mu_j - \mu_{ja}^2 / \mu_j$. Дисперсионное соотношение для ТЕ-мод (H_x, E_y, H_z), связывающее константу распространения β волноводной моды порядка m с параметрами волновода и излучения, получается из уравнений Максвелла и учёта условий на границах и имеет вид:

$$hL - \pi m - \arctg(\varphi_{0m}) - \arctg(\varphi_{3m}) = 0. \quad (4)$$

$$\varphi_{0m}^{TE} = \frac{\mu_{zz}}{\mu_{xx} h} \left(\frac{\mu_\perp p}{\mu_0} + \frac{\beta \mu_{xz}}{\mu_{zz}} \right), \quad (5)$$

Здесь

$$\varphi_{3m}^{TE} = \frac{\mu_{zz}}{\mu_{xx} h} \left(\frac{\mu_\perp q}{\mu_3} - \frac{\beta \mu_{xz}}{\mu_{zz}} \right)$$

– сдвиги фаз для ТЕ мод на соответствующих границах раздела слоёв, и введена поперечная магнитная проницаемость эффективной среды $\mu_\perp = \mu_{xx} - \mu_{xz}^2 / \mu_{zz}$. Поперечные компоненты волнового вектора в подложке, направляющем СМ-слое и покровной среде даются выражениями:

$$\begin{aligned} p &= (\beta^2 - k_0^2 \epsilon_0 \mu_0)^{1/2}, \\ h &= [(\mu_{zz} / \mu_{xx})(k_0^2 \epsilon_{yy} \mu_\perp - \beta^2)]^{1/2}, \\ q &= (\beta^2 - k_0^2 \epsilon_3 \mu_3)^{1/2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $k_0 = \omega/c$ – волновое число ЭМВ в вакууме, c – скорость света в вакууме.

Для ТМ-мод (E_x, H_y, E_z) дисперсионное соотношение имеет также вид (4), где соответствующие фазовые сдвиги и поперечная компонента волнового вектора в СМ получаются простой заменой $\varepsilon \leftrightarrow \mu$, т.е.

$$\begin{aligned}\varphi_{0m}^{TM} &= \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}h} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}p}{\varepsilon_0} + \frac{\beta\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}} \right), \\ \varphi_{3m}^{TM} &= \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}h} \left(\frac{\varepsilon_{\perp}q}{\varepsilon_3} - \frac{\beta\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}} \right), \\ h &= \left[\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{xx}} (k_0^2 \varepsilon_{\perp} \mu_{yy} - \beta^2) \right]^{1/2},\end{aligned}\quad (7)$$

где поперечная диэлектрическая проницаемость эффективной среды $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{xx} - \varepsilon_{xz}^2 / \varepsilon_{zz}$. Соотношения, подобные (5)–(7), были получены в работе [29], но для другой геометрии волноводной структуры.

2. Матричный метод описания собственных волн СМ-волновода

Для описания волноводных свойств рассматриваемой структуры пригоден и матричный метод 4×4 [3]. Для ТЕ-волны касательные компоненты электрического поля E_y в j -й среде ($j=0, 1, 2, 3, 4$) запишем в виде:

$$E_{yj}(x) = a_j \exp(-ik_{xj}x) + b_j \exp(ik_{xj}x), \quad (8)$$

где коэффициенты a_j и b_j являются амплитудами вперёд- и назадбегущих волн, $k_{xj} = k_0 \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \beta^2}$ – поперечные компоненты волнового вектора в средах. Касательные компоненты магнитного поля H_z для ЭМВ ТЕ-поляризации

$$H_{zj}(x) = \gamma_{\mu j} [-a_j \exp(-ik_{xj}x) + b_j \exp(ik_{xj}x)], \quad (9)$$

причём $\gamma_{\mu j} = k_{xj} / (k_0 \mu_j)$. Из-за того, что на границе $x=0$ в среде 0 (подложка) отсутствует назад-бегущая волна, а на границе $x=L$ в среде 3 (покровный слой) – вперёд-бегущая волна, коэффициенты $b_0=0$ и $a_3=0$.

Для ТМ-мод, касательные компоненты магнитного и электрического полей $H_{yj}(z)$ и $E_{zj}(x)$ можно представить в виде (1) и (2) (с собственными коэффициентами a_j и b_j), причём требуется замена $\gamma_{\mu j} \leftrightarrow \gamma_{\varepsilon j} = k_{xj} / (k_0 \varepsilon_j)$.

Для сокращения записи дисперсионного соотношения введём векторы амплитуд электрического и магнитного полей в виде:

$$\Psi_j = \begin{pmatrix} a_j \\ b_j \end{pmatrix},$$

матрицы коэффициентов

$$\hat{A}_j = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -\gamma_{\mu j} & \gamma_{\mu j} \end{pmatrix} \text{ для ТЕ-мод и}$$

$$\hat{A}_j = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \gamma_{\varepsilon j} & -\gamma_{\varepsilon j} \end{pmatrix} \text{ для ТМ-мод,}$$

а также диагональные матрицы набега фаз

$$\hat{E}_j(d_j) = \begin{pmatrix} \exp(-ik_{xj}d_j) & 0 \\ 0 & \exp(ik_{xj}d_j) \end{pmatrix}$$

в j -м слое толщиной d_j . Принимая во внимание непрерывность тангенциальных составляющих волновых полей на границах структуры, дисперсионное соотношение для направляемых мод СМ-структуры запишем в матричной форме:

$$\hat{S}_{13} E_3(Nd) \Psi_3 = \hat{T}^N \hat{S}_{10} \Psi_0, \quad (10)$$

где введена матрица перехода

$$\hat{T} = \hat{S}_{12} \hat{E}_2(d_2) \hat{S}_{21} \hat{E}_1(d_1), \quad (11)$$

а значками « $\hat{}$ » обозначены матрицы. Здесь вспомогательные матрицы вида $\hat{S}_{12} = \hat{A}_1^{-1} \hat{A}_2$ связывают амплитуды полей на границах слоёв 1 и 2, и т.д. Для определения энергетических потоков ЭМВ в СМ-структуре необходимо найти поля внутри каждого из слоёв. Амплитуды полей соседних слоёв связаны следующими соотношениями [30]:

$$\hat{E}_1^{-1}[(s-1)d + d_1] \hat{S}_{12} \hat{E}_2[(s-1)d + d_1] \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} \quad (12)$$

внутри каждой ячейки толщиной d (с номером $s=1, 2, \dots, N$) и

$$\hat{E}_2^{-1}[(s-1)d] \hat{S}_{21} \hat{E}_1[(s-1)d] \begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (13)$$

на границах ячеек.

3. Численный анализ и обсуждение

Анализ проводится в ИК-области длин волн $\Delta\lambda = 1-5$ мкм, в которой все среды структуры можно считать прозрачными (частотный диапазон $\Delta\omega = 0,377-1,885 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$). Для слоёв ЖИГ и АИГ диагональные компоненты тензора диэлектрической проницаемости являются частотно-зависимыми и описываются феноменологическими соотношениями:

$$\varepsilon_1(\lambda) = n_{YIG}^2(\lambda) = 1 + \frac{3,739\lambda^2}{\lambda^2 - 0,28^2} + \frac{0,79\lambda^2}{\lambda^2 - 10,0^2}, \quad (14)$$

$$\begin{aligned}\varepsilon_2(\lambda) &= n_{YAG}^2(\lambda) = \\ &= 1 + \frac{2,282\lambda^2}{\lambda^2 - 0,01185^2} + \frac{3,27644\lambda^2}{\lambda^2 - 16,8147^2},\end{aligned} \quad (15)$$

где длина волны выражается в микронах [31, 32]. При этом для слоя ЖИГ на длине волны $\lambda = 1,152$ мкм недиагональные элементы диэлектрического и магнитного тензоров $\varepsilon_a = -2,47 \cdot 10^{-4}$ и $\mu_a = -8,76 \cdot 10^{-5}$ [33], тогда как у кубического кристалла АИГ указанные компоненты отсутствуют. Поскольку рассмотрение проводится в ИК-области, то магнитооптическая гиротропия выражена слабо. В видимом диапазоне её влияние усиливается, однако при этом возрастает и поглощение.

Отметим, что сочетание материалов АИГ и ЖИГ осуществимо технологически (например, [34, 35]), однако сведений об экспериментальном создании слоин-

стых волноводных структур типа $(Y_3Fe_5O_{12}/Y_3Al_5O_{12})^N$ в литературе не обнаружено. В качестве подложки выбрано стекло SiO_2 с ДП $\epsilon_0 = 2,265$, а в качестве покровного слоя – воздух с $\epsilon_3 = 1$. Магнитные проницаемости всех слоёв (как и диагональные элементы тензора для ЖИГ) взяты равными 1. Далее рассматриваются структуры одинаковой общей толщины $L = 0,6$ мкм. При таком значении L в рабочей области частот число направляемых ТЕ- и ТМ-мод невелико и анализ существенно упрощается.

На рис. 2 показаны дисперсионные зависимости $\beta(\omega)$, рассчитанные в рамках электромагнитного и 4×4 -подходов для ТЕ- и ТМ-мод для СМ-структур (количество периодов $N=10$, толщина периода 60 нм) с разными отношениями толщин слоёв $d_1/d_2 = (0,2; 1; 5)$ нм (рис. 2а–в). Область существования решений ограничивается асимптотами, вид которых определяется путем решения соответствующих уравнений: $p=0$ (отсечка снизу, или $\omega = c\beta / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$, условие отвечает объёмным волнам в подложке), $h^{TE}=0$ и $h^{TM}=0$ (верхние асимптоты) для ТЕ- и ТМ-мод соответственно. С ростом отношения толщин d_1/d_2 область существования волноводных мод заметно расширяется за счет верхних асимптот, что приводит к появлению ТМ₁-моды в высокочастотной области (рис. 2б) и её смещению в область меньших частот (рис. 2в). Для мод низших порядков, независимо от поляризации, отсечка наступает при меньших частотах, при этом ТМ-моды возникают при больших частотах, чем ТЕ-моды того же порядка.

На рис. 3 представлены дисперсионные спектры ТЕ- и ТМ-мод волноводных СМ-структур с направляющими слоями $L=0,6$ мкм, состоящими из пяти и двух периодов. При этом в волноводе с количеством периодов $N=5$ оба нанослоя имеют одинаковую толщину $d_1=d_2=60$ нм, а в волноводе с $N=2$ толщины нанослоёв 150 нм. Если для случая $N=5$ (рис. 3а, $d_1=d_2=60$ нм) в пределах графической точности зависимости для соответствующих ТЕ и ТМ мод практически не различаются, то с уменьшением числа периодов и возрастанием толщины нанослоёв ЖИГ и АИГ ($d_1=d_2=150$ нм) возникает заметное расхождение между указанными дисперсионными кривыми $\omega(\beta)$, полученными матричным и электромагнитным методом (рис. 3б).

В целом дисперсионные кривые для разных методов практически не различаются вблизи отсечки ТЕ и ТМ-мод, а наибольшая разница возникает вдали от отсечки волноводных мод (вставки на рис. 3б). Это объясняется тем, что в области малых частот (т.е. отсечки мод) лучше выполняется условие длинноволнового приближения ($d_1, d_2 \ll \lambda$).

В табл. 1 приведены частоты отсечки для различных мод. Из табл. 1 следует, что подбором отношения толщин можно задавать частоту, на которой происходит нарушение волноводного режима. С увеличением величины d_1/d_2 частота отсечки для мод обеих поляризаций уменьшается.

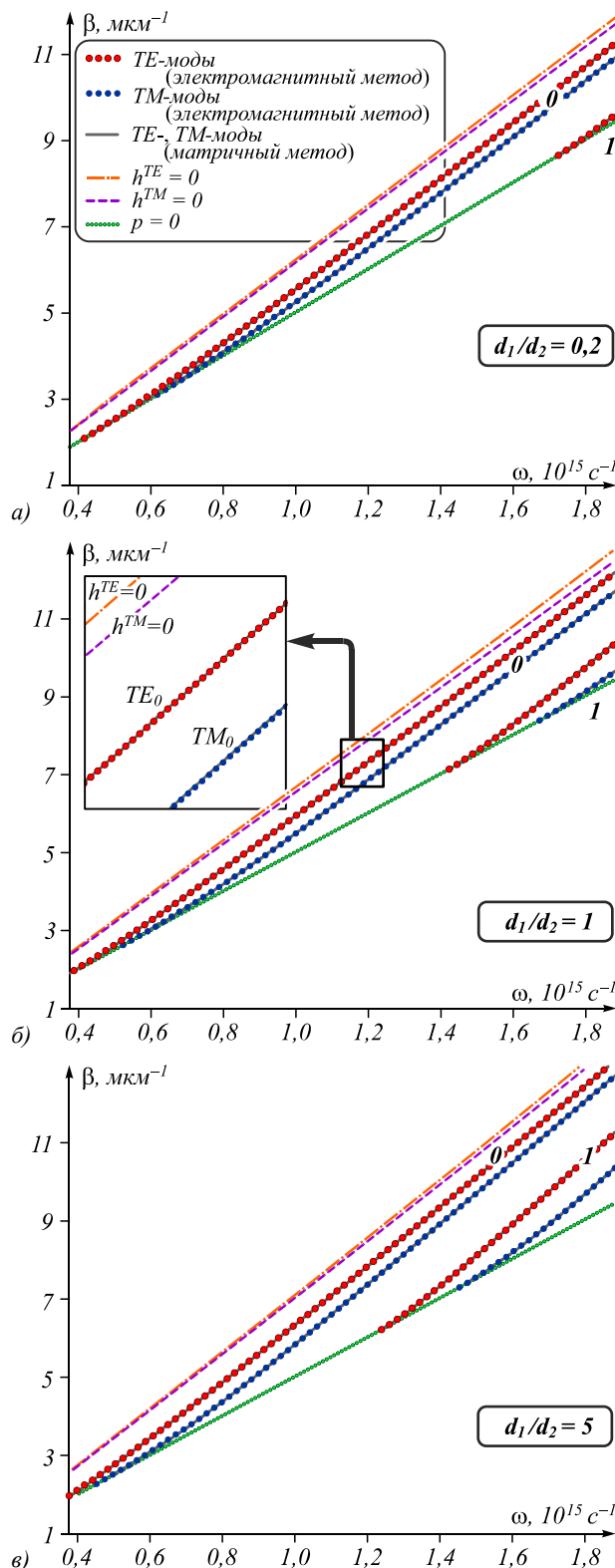


Рис. 2. Дисперсионные зависимости $\beta(\omega)$ ТЕ- и ТМ-мод для трёх СМ-волноводов вида $0(1/2)^N3$, полученные электромагнитным и матричным методами. Общая толщина направляющего слоя постоянна $L = N(d_1 + d_2) = 0,6$ мкм ($N=10$), отношения толщин нанослоёв $d_1/d_2 = 0,2; 1; 5$ (соответственно – а, б, в)

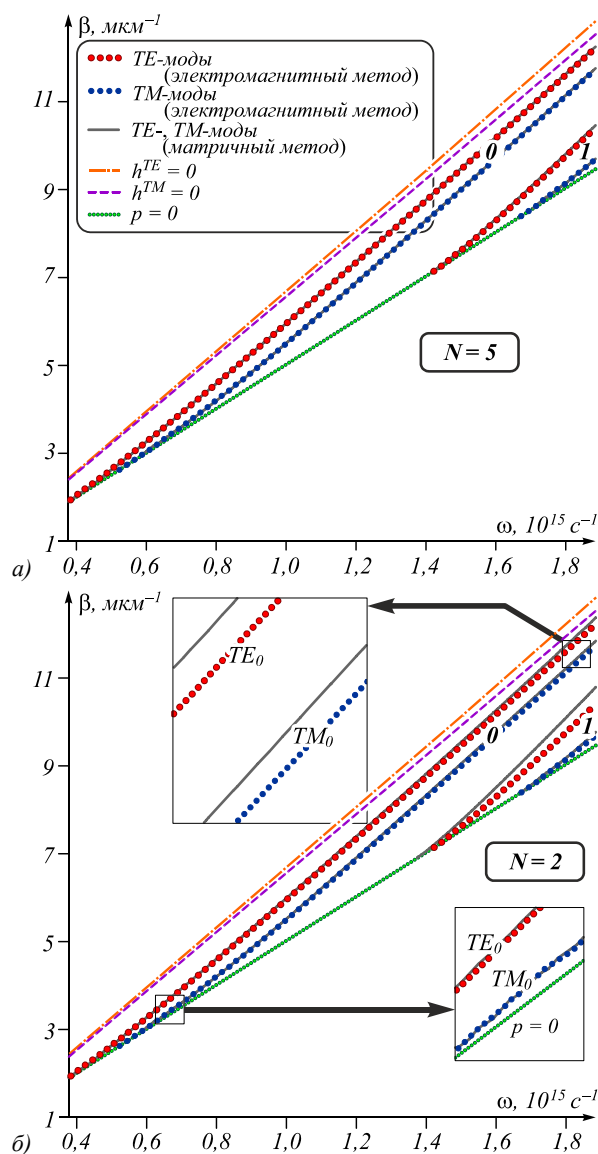


Рис. 3. Дисперсионные спектры TE и TM мод в СМ-волноводе с разным количеством периодов: $N=5$ и 2 (а, б), полученные электромагнитным и матричным методами. $L=0,6$ мкм; толщины нанослоев $d_1=d_2=(0,3/N)$ мкм

Табл. 1. Отсечка волноводных мод для структур на основе СМ различного состава в диапазоне частот $\Delta\omega=(0,2-2,0)\cdot 10^{15}$ с⁻¹

Отношение толщин нанослоев d_1/d_2	Частота отсечки $\omega_c, 10^{15}$ с ⁻¹			
	TE ₀	TE ₁	TM ₀	TM ₁
0,2	0,42	1,72	0,62	1,99
1,0	0,33	1,42	0,52	1,67
5,0	0,28	1,24	0,45	1,45

Достоинством электромагнитного подхода является возможность верной идентификации дисперсионных кривых, т.е. соотнесения номера моды m и кривой (см. уравнение (4)). Матричный метод 4×4 даёт полную и точную картину дисперсионного спектра сразу всех волноводных мод, однако идентифицировать их удаётся только после построения профилей полей $E_y(x)$ и $H_y(x)$ (для TE- и TM-поляризаций соответственно) либо при сопоставлении с соответствующими спектрами,

полученными электромагнитным методом. При этом для численного анализа методом 4×4 необходимы большие вычислительные мощности.

Компоненты вектора Умова–Пойнтинга, определяющие распределения потоков мощности для TE- и TM-мод, вычисляются по формулам:

$$S_x^{TE} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(E_y H_z^*), \quad S_z^{TE} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(-E_y^* H_x); \quad (16a)$$

$$S_x^{TM} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(E_z^* H_y), \quad S_z^{TM} = \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re}(-E_y^* H_x). \quad (16b)$$

Здесь в длинноволновом приближении для случая TE-мод в СМ-среде компоненты магнитного поля

$$H_x = \frac{1}{k_0 \mu_{\perp}} \left(\frac{\mu_{xz}}{\mu_{zz}} \partial_x E_y - i \partial_z E_y \right), \quad (17)$$

$$H_z = \frac{1}{k_0 \mu_{\perp}} \left(i \frac{\mu_{xx}}{\mu_{zz}} \partial_x E_y + \frac{\mu_{xz}}{\mu_{zz}} \partial_z E_y \right),$$

а компоненты электрического поля для TM-мод в СМ-среде имеют вид:

$$E_x = -\frac{1}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \left(\frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}} \partial_x H_y - i \partial_z H_y \right), \quad (18)$$

$$E_z = -\frac{1}{k_0 \varepsilon_{\perp}} \left(i \frac{\varepsilon_{xx}}{\varepsilon_{zz}} \partial_x H_y + \frac{\varepsilon_{xz}}{\varepsilon_{zz}} \partial_z H_y \right).$$

Для определения интегрального потока в структуре использованы соотношения

$$P = P_0 + P_L + P_3 = \int_{-\infty}^{\infty} S_z dx, \quad (19)$$

причём «парциальные» потоки P_j в каждой из трёх сред (подложка, СМ слой толщиной L и покрывная среда с индексами «0», «L» и «3» соответственно) находятся путем интегрирования продольной компоненты плотности энергии в соответствующих пределах.

Рис. 4 иллюстрирует поведение коэффициента локализации мощности $\Gamma_L(\omega) = P_L/P$ для волноводных мод в направляющем СМ-слое. Зависимости построены в рамках электромагнитного подхода для структуры толщиной $L=0,6$ мкм и разных отношений толщин $d_1/d_2=0,2; 1; 5$ (сплошные, пунктирные и штриховые линии соответственно).

В целом, вдали от отсечки локализация мощности всех мод в направляющем слое возрастает. Фундаментальные моды ($m=0$) достигают в исследуемой области наибольшей локализации внутри СМ-слоя, причём они оказываются менее чувствительными к количественным изменениям состава СМ (т.е. долевого содержанию ЖИГ и АИГ), чем моды с более высокого порядка ($m=1$).

Видно, что с возрастанием доли ЖИГ в СМ-слое в нём растет и степень локализации энергии соответствующих TE- и TM-мод, причём в высокочастотной области возникает «аномальная» ситуация, когда $\Gamma_L^{TM} > \Gamma_L^{TE}$ (см. вставку на рис. 4). С ростом частоты коэффициент локализации вблизи отсечки для TE-мод возрастает быстрее, чем для TM-мод. Таким образом, выбором отношений d_1/d_2 можно существенно изме-

нять коэффициент локализации мод (особенно вблизи отсечки), что расширяет возможности создания интегрально-оптических устройств волноводного типа.

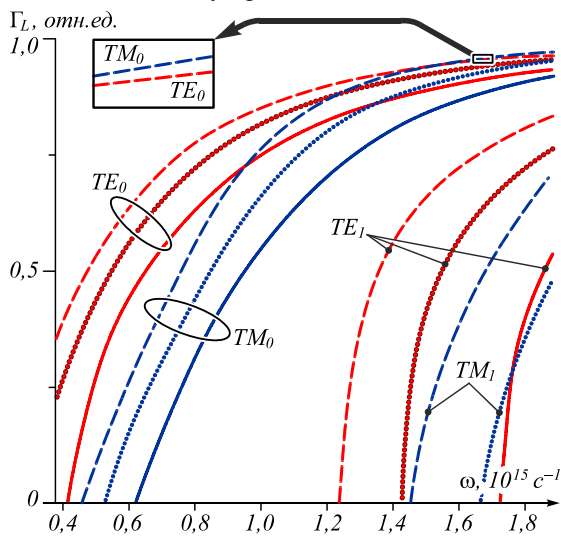


Рис. 4. Частотные зависимости коэффициента локализации мощности в направляющем СМ-слое $\Gamma_L(\omega)$ для TE- и ТМ-волноводных мод. Структура с $N = 10$, $L = 0,6$ мкм; отношения толщин нанослоёв: $d_1/d_2 = 0,2; 1; 5$ (сплошные, пунктирные и штриховые линии соответственно)

Заключение

Проведены теоретические исследования дисперсионных, полевых и энергетических свойств направляемых мод в оптическом волноводе на основе слоистого метаматериала из чередующихся слоев железиттриевого и галлий-гадолиниевого гранатов в ИК-области $1\div 5$ мкм. Рассмотрение проведено на основе электромагнитного метода (включающего приближение эффективной среды) и альтернативного метода – матриц 4×4 . В обоих моделях на дисперсионных спектрах найдены частотные области, соответствующие распространению объемных TE- и ТМ-мод. Показано, что использование электромагнитного подхода помогает идентифицировать полученные с помощью матричного метода 4×4 дисперсионные кривые, т.е. установить их соответствие моде с конкретными индексом и поляризацией. Преимуществом электромагнитного подхода является его сравнительная простота, тогда как матричный метод 4×4 требует больших вычислительных ресурсов. Подтверждена эффективность использования длинноволнового приближения в рамках электромагнитного подхода для описания рассмотренных направляющих СМ-структур. Полученные результаты могут найти применение при создании оптических поляризаторов, фильтров и поляризационно-чувствительных переключателей волноводного типа на основе СМ.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания на НИР (№3.8154.2017/БЧ).

Литература

1. Гончаренко, А.М. Основы теории оптических волноводов / А.М. Гончаренко, В.А. Карпенко. – Москва: Эдиториал УРСС, 2004. – 240 с. – ISBN: 5-354-00818-2.
2. Yeh, C. The essence of dielectric waveguides / C. Yeh, F.I. Shimabukuro. – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 529 p. – ISBN: 978-0-387-30929-3.
3. Panyaev, I.S. Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide switcher for near-IR regime / I.S. Panyaev, N.N. Dadoenkova, Y.S. Dadoenkova, I.A. Rozhleys, M. Krawczyk, I.L. Lyubchanskii, D.G. Sannikov // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2016. – Vol. 49, Issue 43. – 435103 (10 p). – DOI: 10.1088/0022-3727/49/43/435103.
4. Dutta, H.S. Coupling light in photonic crystal waveguides: A review / H.S. Dutta, A.K. Goyal, V. Srivastava, S. Pal // Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications. – 2016. – Vol. 20. – P. 41-58. – DOI: 10.1016/j.photonics.2016.04.001.
5. Schulz, S.A. Dispersion engineered slow light in photonic crystals: A comparison / S.A. Schulz, L. O'Faolain, D.M. Beggs, T.P. White, A. Melloni, T.F. Krauss // Journal of Optics. – 2010. – Vol. 12, Issue 10. – 104004 (5 p). – DOI: 10.1088/2040-8978/12/10/104004.
6. Shen, H. One-dimensional photonic crystals: fabrication, responsiveness and emerging applications in 3D construction / H. Shen, Z. Wang, Y. Wu, B. Yang // RSC Advances. – 2016. – Vol. 6, Issue 6. – P. 4505-4520. – DOI: 10.1039/C5RA21373H.
7. Bian, L.-A. Characterization for one-dimensional graphene-embedded photonic crystals at terahertz frequencies / L.-A. Bian, P. Liu, G. Li, Z. Lu, C. Liu // Optical and Quantum Electronics. – 2016. – Vol. 48. – 436 (15 p). – DOI: 10.1007/s11082-016-0707-7.
8. Al-Sheqefi, F.U.Y. Photonic band gap characteristics of one-dimensional graphene-dielectric periodic structures / F.U.Y. Al-Sheqefi, W. Belhadj // Superlattices and Microstructures. – 2015. – Vol. 88. – P. 127-138. – DOI: 10.1016/j.spmi.2015.09.009.
9. Madani, A. Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets / A. Madani, S. Roshan Entezar // Physica B Condensed Matter. – 2013. – Vol. 431. – P. 1-5. – DOI: 10.1016/j.physb.2013.08.041.
10. Tolmachev, V.A. Design of one-dimensional composite photonic crystals with an extended photonic band gap / V.A. Tolmachev, T.S. Perova, K. Berwick // Journal of Applied Physics. – 2006. – Vol. 99. – 033507 (5 p). – DOI: 10.1063/1.2165401.
11. Celanovic, I. Design and optimization of one-dimensional photonic crystals for thermophotovoltaic applications / I. Celanovic, F. O'Sullivan, M. Ilak, J. Kassakian, D. Perreault // Optics Letters. – 2004. – Vol. 29, Issue 8. – P. 863-865. – DOI: 10.1364/OL.29.000863.
12. Lyubchanskii, I.L. Magnetic photonic crystals / I.L. Lyubchanskii, N.N. Dadoenkova, M.I. Lyubchanskii, E.A. Shapovalov, Th. Rasing // Journal of Physics D: Applied Physics. – 2003. – Vol. 36, Issue 18. – P. R277-R287. – DOI: 10.1088/0022-3727/36/18/R01.
13. Belotelov, V.I. Magneto-optical properties of photonic crystals / V.I. Belotelov, A.K. Zvezdin // Journal of the Optical Society of America B. – 2005. – Vol. 22, Issue 1. – P. 286-292. – DOI: 10.1364/JOSAB.22.000286.
14. Dadoenkova, N.N. Complex waveguide based on a magneto-optic layer and a dielectric photonic crystal / N.N. Dadoenkova, I.S. Panyaev, D.G. Sannikov,

- Y. Dadoenkova, I.A. Rozhleys, M. Krawczyk, I.L. Lyubchanskii // *Superlattices and Microstructures*. – 2016. – Vol. 100. – P. 45-56. – DOI: 10.1016/j.spmi.2016.08.050.
15. **Sylgacheva, D.** Transverse magnetic field impact on waveguide modes of photonic crystals / D. Sylgacheva, N. Khokhlov, A. Kalish, S. Dagesyan, A. Prokopov, A. Shaposhnikov, V. Berzhansky, M. Nur-E-Alam, M. Vasiliev, K. Alameh, V. Belotelov // *Optics Letters*. – 2016. – Vol. 41, Issue 16. – P. 3813-3816. – DOI: 10.1364/OL.41.003813.
 16. **Sylgacheva, D.A.** Magnetic control of waveguide modes of Bragg structures / D.A. Sylgacheva, N.E. Khokhlov, A.N. Kalish, V.I. Belotelov // *Journal of Physics: Conference Series*. – 2016. – Vol. 714, Issue 1. – 12016. – DOI: 10.1088/1742-6596/714/1/012016.
 17. **Anemogiannis, E.** Multilayer waveguides: efficient numerical analysis of general structures / E. Anemogiannis, E.N. Glytsis // *Journal of Lightwave Technology*. – 1992. – Vol. 10, Issue 10. – P. 1344-1351. – DOI: 10.1109/50.166774.
 18. **Inoue, M.** Magnetophotonic crystals / M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky // *Journal of Physics D: Applied Physics*. – 2006. – Vol. 39. – P. R151-R161. – DOI: 10.1088/0022-3727/39/8/R01.
 19. **Inoue, M.** Magnetophotonics: From theory to applications / M. Inoue, A.V. Baryshev, M. Levy. – Heidelberg: Springer-Verlag, 2013. – 228 p. – ISBN: 978-3-642-35508-0.
 20. **Zvezdin, A.K.** Modern magneto-optics and magneto-optical materials / A.K. Zvezdin, V.A. Kotov. – New York: Taylor & Francis Group, 1997. – 404 p. – ISBN: 978-0-7503-0362-X.
 21. **Inoue, M.** Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers / M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe // *Journal of Applied Physics*. – 1998. – Vol. 83, Issue 11. – P. 6768-6770. – DOI: 10.1063/1.367789.
 22. **Priye, V.** Analysis and design of a novel leaky YIG film guided wave optical isolator / V. Priye, B.P. Pal, K. Thyagarajan // *Journal of Lightwave Technology*. – 1998. – Vol. 16, Issue 2. – P. 246-250. – DOI: 10.1109/50.661017.
 23. **Valligatla, S.** High quality factor 1-D Er^{3+} -activated dielectric microcavity fabricated by RF-sputtering / S. Valligatla, A. Chiasera, S. Varas, N. Bazzanella, D.N. Rao, G.C. Righini, M. Ferrari // *Optics Express*. – 2012. – Vol. 20, Issue 19. – P. 21214-21222. – DOI: 10.1364/OE.20.021214.
 24. **Tamir, T.** *Integrated optics* / T. Tamir. – Berlin: Springer, 1975. – 327 p. – ISBN: 978-0-662-43210-5.
 25. **Boudrioua, A.** *Photonic waveguides: Theory and applications* / A. Boudrioua. – London: Wiley-ISTE, 2009. – 320 p. – ISBN: 978-1-848-21027-1.
 26. **Rytov, S.M.** Electromagnetic properties of a finely stratified medium / S.M. Rytov // *Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 1956. – Vol. 2, No 3. – P. 446-475.
 27. **Brekhovskikh, L.M.** *Waves in layered media*. 2nd ed. L.M. Brekhovskikh. – New York: Academic, 1980. – 503 p. – ISBN: 978-0-12-130560-4.
 28. **Agranovich, V.M.** Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices / V.M. Agranovich // *Solid State Communications*. – 1991. – Vol. 78, Issue 8. – P. 747-750. – DOI: 10.1016/0038-1098(91)90856-Q.
 29. **Санников, Д.Г.** Анизотропный планарный волновод со слоисто-периодическим заполнением / Д.Г. Санников, Д.И. Семенов // *Международная Научно-практическая конференция «Оптика неоднородных структур 2011»*. – 2011. – С. 77-80.
 30. **Dadoenkova, N.N.** One-dimensional dielectric bi-periodic photonic structures based on ternary photonic crystals / N.N. Dadoenkova, Y.S. Dadoenkova, I.S. Panyaev, D.G. Sannikov, I.L. Lyubchanskii // *Journal of Applied Physics*. – 2018. – Vol. 123, Issue 4. – P. 1-9. – DOI: 10.1063/1.5011637.
 31. **Zelmon, D.E.** Refractive-index measurements of undoped yttrium aluminum garnet from 0.4 to 5.0 μm / D.E. Zelmon, D.L. Small, R. Page // *Applied Optics*. – 1998. – Vol. 37, Issue 21. – P. 4933-4935. – DOI: 10.1364/AO.37.004933.
 32. **Johnson, B.** The infra-red refractive index of garnet ferrites / B. Johnson, A.K. Walton // *British Journal of Applied Physics*. – 1965. – Vol. 16, Issue 4. – P. 475-477. – DOI: 10.1088/0508-3443/16/4/310.
 33. **Torfeh, M.** Theoretical analysis of hybrid modes of magneto-optical waveguides / M. Torfeh, H. Le Gall // *Physica Status Solidi*. – 1981. – Vol. 63, Issue 1. – P. 247-258. – DOI: 10.1002/pssa.2210630133.
 34. **Sposito, A.** Pulsed laser deposition of high-quality μm -thick YIG films on YAG / A. Sposito, T.C. May-Smith, G.B.G. Stenning, P.A.J. de Groot, R.W. Eason // *Optical Materials Express*. – 2013. – Vol. 3, Issue 5. – P. 624-632. – DOI: 10.1364/OME.3.000624.
 35. **Mizoguchi, Y.** Film synthesis of $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ and $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ by the spray-inductively coupled plasma technique / Y. Mizoguchi, M. Kagawa, Y. Syono, T. Hirai // *Journal of the American Ceramic Society*. – 2001. – Vol. 84, Issue 3. – P. 651-653. – DOI: 10.1111/j.1151-2916.2001.tb00717.x.

Сведения об авторах

Паняев Иван Сергеевич, 1990 года рождения, в 2012 году окончил Ульяновский государственный университет (УлГУ) по специальности 010801 «Радиофизика и электроника» и аспирантуру УлГУ (2016 год). В 2017 г. защитил диссертацию на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Работает инженером-исследователем научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ. Область научных интересов: оптика слоисто-периодических структур, нелинейная оптика, поляритоны. E-mail: panyaev.ivan@rambler.ru.

Санников Дмитрий Германович, 1974 года рождения, в 1996 году окончил филиал МГУ им. М.В. Ломоносова в г. Ульяновске по специальности 01.04.07 «Физика твердого тела». Доктор физико-математических наук, доцент, работает ведущим научным сотрудником научно-исследовательского технологического института (НИТИ) им. С.П. Капицы УлГУ, профессором кафедры радиофизики и электроники УлГУ. Специалист в области интегральной оптики, физики оптических волноводов, фотоники. E-mail: sannikov-dg@yandex.ru.

ГРПТИ: 29.19.22.

Поступила в редакцию 1 июня 2018 г. Окончательный вариант – 10 июля 2018 г.

OPTICAL WAVEGUIDE ON THE BASIS OF A LAYERED MAGNETOACTIVE METAMATERIAL

I.S. Panyaev¹, D.G. Sannikov¹¹ Ulyanovsk State University (ULSU), Ulyanovsk, Russia

Abstract

Guiding properties of an optical waveguide based on a layered metamaterial formed by layers of iron-yttrium garnet and aluminum-yttrium garnet, magnetized to saturation are considered. Dispersion equations for the waveguide TE and TM modes in the structure were obtained using the approximation of an effective medium and solving the boundary problem (electromagnetic method), and also by means of a 4×4 matrix method. Dispersion spectra of the propagation constant dependence on the cyclic frequency $\omega(\beta)$ for different types of structures are found, localization coefficients of the orthogonal modes in the guiding layer are also derived and their comparative analysis is carried out. The advantages of the approximate electromagnetic method are shown in comparison with the exact 4x4 matrix method. The results of the work can find an application in developing new integrated optical devices for optical signal processing based on layered metamaterials..

Keywords: optical waveguide, layered metamaterial, photonic crystal.

Citation: Panyaev IS, Sannikov DG. Optical waveguide on the basis of a layered magnetoactive metamaterial 2018; 42(5): 807-815. DOI: 10.18287/2412-6179-2018-42-5-807-815.

Acknowledgements: The work was funded by the Russian Federation Ministry of Education and Science, contract No. 3.8154.2017/БЧ.

References

- [1] Goncharenko AM, Karpenko VA. Fundamentals of the theory of optical waveguides [In Russian]. Moscow: "Editorial URSS" Publisher; 2004. ISBN: 5-354-00818-2.
- [2] Yeh C, Shimabukuro FI. The essence of dielectric waveguides, New York: Springer Science+Business Media; 2008. ISBN: 978-0-387-30929-3.
- [3] Panyaev IS, Dadoenkova NN, Dadoenkova YS, Rozhleys IA, Krawczyk M, Lyubchanskii IL, Sannikov DG. Four-layer nanocomposite structure as an effective optical waveguide switcher for near-IR regime, J Phys D: Appl Phys 2016; 49(43): 435103. DOI: 10.1088/0022-3727/49/43/435103.
- [4] Dutta HS, Goyal AK, Srivastava V, Pal S. Coupling light in photonic crystal waveguides: A review. Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications 2016; 20: 41-58. DOI: 10.1016/j.photonics.2016.04.001.
- [5] Schulz SA, O'Faolain L, Beggs DM, White TP, Melloni A, Krauss TF. Dispersion engineered slow light in photonic crystals: A comparison. J Opt 2010; 12(10): 104004. DOI: 10.1088/2040-8978/12/10/104004.
- [6] Shen H, Wang Z, Wu Y, Yang B. One-dimensional photonic crystals: fabrication, responsiveness and emerging applications in 3D construction. RSC Adv 2016; 6(6): 4505-4520. – DOI: 10.1039/C5RA21373H.
- [7] Bian L-A, Liu P, Li G, Lu Z, Liu C. Characterization for one-dimensional graphene-embedded photonic crystals at terahertz frequencies. Opt Quant Electron 2016; 48: 436. DOI: 10.1007/s11082-016-0707-7.
- [8] Al-Sheqefi FUY, Belhadj W. Photonic band gap characteristics of one-dimensional graphene-dielectric periodic structures. Superlattices and Microstructures 2015; 88: 127-138. DOI: 10.1016/j.spmi.2015.09.009.
- [9] Madani A, Roshan Entezar SR. Optical properties of one-dimensional photonic crystals containing graphene sheets, Physica B Condensed Matter 2013; 431: 1-5. DOI: 10.1016/j.physb.2013.08.041.
- [10] Tolmachev VA, Perova TS, Berwick K. Design of one-dimensional composite photonic crystals with an extended photonic band gap. J Appl Phys 2006; 99: 033507. DOI: 10.1063/1.2165401.
- [11] Celanovic I, O'Sullivan F, Ilak M, Kassakian J, Perreault D. Design and optimization of one-dimensional photonic crystals for thermophotovoltaic applications. Opt Lett 2004; 29(3): 863-865. DOI: 10.1364/OL.29.000863.
- [12] Lyubchanskii IL, Dadoenkova NN, Lyubchanskii MI, Shapovalov EA, Rasing T. Magnetic photonic crystals, J Phys D: Appl Phys 2003; 36(18): R277-R287. DOI: 10.1088/0022-3727/36/18/R01.
- [13] Belotelov VI, Zvezdin AK. Magneto-optical properties of photonic crystals. J Opt Soc Am B 2005; 22(1): 286-292. DOI: 10.1364/JOSAB.22.000286.
- [14] Dadoenkova NN, Panyaev IS, Sannikov DG, Dadoenkova Y, Rozhleys IA, Krawczyk M, Lyubchanskii IL. Complex waveguide based on a magneto-optic layer and a dielectric photonic crystal. Superlattices and Microstructures 2016; 100: 45-56. DOI: 10.1016/j.spmi.2016.08.050.
- [15] Sylgacheva D, Khokhlov N, Kalish A, Dagesyan S, Prokopov A, Shaposhnikov A, Berzhansky V, Nur-E-Alam M, Vasiliev M, Alameh K, Belotelov V. Transverse magnetic field impact on waveguide modes of photonic crystals. Opt Lett 2016; 41(16): 3813-3816. DOI: 10.1364/OL.41.003813.
- [16] Sylgacheva DA, Khokhlov NE, Kalish AN, Belotelov VI. Magnetic control of waveguide modes of Bragg structures, J Phys: Conf Series 2016; 714(1): 12016. DOI: 10.1088/1742-6596/714/1/012016.
- [17] Anemogiannis E, Glytsis EN. Multilayer waveguides: efficient numerical analysis of general structures. J Lightw Technol 1992; 10(10): 1344-1351. DOI: 10.1109/50.166774.
- [18] Inoue M, Fujikawa R, Baryshev A, Khanikaev A, Lim P, Uchida H, Aktsipetrov O, Fedyanin A, Murzina T, Granovsky A. Magnetophotonic crystals. J Phys D: Appl Phys 2006; 39: R151-R161. DOI: 10.1088/0022-3727/39/8/R01.

- [19] Inoue M, Baryshev AV, Levy M. Magnetophotonics: From theory to applications. Heidelberg: Springer-Verlag; 2013. ISBN: 978-3-642-35508-0.
- [20] Zvezdin AK, Kotov VA. Modern magneto-optics and magneto-optical materials. New York: Taylor & Francis Group; 1997. ISBN: 978-0-7503-0362-X.
- [21] Inoue M, Arai K, Fujii T, Abe M. Magneto-optical properties of one-dimensional photonic crystals composed of magnetic and dielectric layers. J Appl Phys 1998; 83(11): 6768-6770. DOI: 10.1063/1.367789.
- [22] Priye V, Pal BP, Thyagarajan K. Analysis and design of a novel leaky YIG film guided wave optical isolator. J Lightw Technol 1998; 16(2): 246-250. DOI: 10.1109/50.661017.
- [23] Valligatla S, Chiasera A, Varas S, Bazzanella N, Rao DN, Righini GC, Ferrari M. High quality factor 1-D Er^{3+} -activated dielectric microcavity fabricated by RF-sputtering. Opt Express 2012; 20(19): 21214-21222. DOI: 10.1364/OE.20.021214.
- [24] Tamir T, ed. Integrated optics. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag; 1975. ISBN: 978-0-662-43210-5.
- [25] Boudrioua A. Photonic waveguides: Theory and applications. London: Wiley-ISTE, 2009. ISBN: 978-1-848-21027-1.
- [26] Rytov SM. Electromagnetic properties of a finely stratified medium. Soviet Physics Journal of Experimental and Theoretical Physics 1956; 2(3): 446-475.
- [27] Brekhovskikh LM. Waves in layered media. 2nd ed. New York: Academic, 1980. ISBN: 978-0-12-130560-4.
- [28] Agranovich VM. Dielectric permeability and influence of external fields on optical properties of superlattices, Solid State Communications 1991; 78(8): 747-750. DOI: 10.1016/0038-1098(91)90856-Q.
- [29] Sannikov DG, Sementsov DI. Anisotropic planar waveguide with layered-periodic filling. Proceedings of the III International Conference "Optics of heterogeneous structures-2011" 2011: 77-79.
- [30] Dadoenkova NN, Dadoenkova YS, Panyaev IS, Sannikov DG, Lyubchanskii IL. One-dimensional dielectric bi-periodic photonic structures based on ternary photonic crystals. J Appl Phys 2018; 123(4): 1-9. DOI: 10.1063/1.5011637.
- [31] Zelmon DE, Small DL, Page R. Refractive-index measurements of undoped yttrium aluminum garnet from 0.4 to 5.0 μm . Appl Opt 1998; 37(21): 4933-4935. DOI: 10.1364/AO.37.004933.
- [32] Johnson B, Walton AK. The infra-red refractive index of garnet ferrites. British Journal of Applied Physics 1965; 16(4): 475-477. DOI: 10.1088/0508-3443/16/4/310.
- [33] Torfeh M, Le Gall H. Theoretical analysis of hybrid modes of magneto-optical waveguides. Physica Status Solidi 1981; 63(1): 247-258. DOI: 10.1002/pssa.2210630133.
- [34] Sposito A, May-Smith TC, Stenning GBG, de Groot PAJ, Eason RW. Pulsed laser deposition of high-quality μm -thick YIG films on YAG. Optical Materials Express 2013; 3(5): 624-632. DOI: 10.1364/OME.3.000624.
- [35] Mizoguchi Y, Kagawa M, Syono Y, Hirai T. Film Synthesis of $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ and $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$ by the spray-inductively coupled plasma technique. Journal of the American Ceramic Society 2001; 84(3): 651-653. DOI: 10.1111/j.1151-2916.2001.tb00717.x.

Author's information

Ivan Sergeyevich Panyaev (b. 1990) graduated from Ulyanovsk State University in 2012, majoring in Radiophysics and Electronics. In 2017 he defended his thesis for the degree of Candidate of Sciences in Physics and Mathematics. Currently he works as the research engineer at the Technological Research Institute of Ulyanovsk State University. Research interests are multilayered structures optics, nonlinear optics, and polaritons. E-mail: panyaev.ivan@rambler.ru.

Dmitry Germanovich Sannikov (b. 1974) graduated from Lomonosov Moscow State University Branch in Ulyanovsk (presently, Ulyanovsk State University, short - UISU) in 1996, majoring in Solid State Physics. Doctor of Physical and Mathematical Sciences (2011). He currently works as the docent, professor of Radio Physics and Electronics department of UISU and the leading researcher at the Technological Research Institute of UISU. His research interests are currently focused on integrated optics, optical waveguides physics and photonics. E-mail: sannikov-dg@yandex.ru.

Received June 1, 2018. The final version – July 10, 2018.