

Усиление магниторефрактивного эффекта в магнитофотонных кристаллах

© Ю.В. Борискина, С.Г. Ерохин, А.Б. Грановский, А.П. Виноградов*, М. Inoue**

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119992 Москва, Россия

* Институт теоретической и прикладной электродинамики,
Объединенный институт высоких температур Российской академии наук,
125412 Москва, Россия

** Toyohashi University of Technology,
Toyohashi 441-8580, Japan

E-mail: j_boriskina@mail.ru

(Поступила в Редакцию 10 февраля 2005 г.
В окончательной редакции 1 июля 2005 г.)

В рамках компьютерного эксперимента рассмотрен магниторефрактивный эффект в одномерном магнитофотонном кристалле, точнее, в фотонном кристалле (ФК) ($\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5$), содержащем встроенный дефект в виде тонкого слоя магнитного нанокompозита $\text{Co}-(\text{Al}-\text{O})$. Найдено строение элементарной ячейки ФК, при котором основная энергия поля сосредоточена в ближайших к дефекту ячейках ФК, что позволяет повысить добротность дефект-моды и за счет многократного прохождения света по дефекту увеличить магниторефрактивный эффект более чем на порядок по сравнению с тонкой пленкой на подложке и на два порядка по сравнению с толстыми пленками. При этом коэффициент отражения таких структур при приложении магнитного поля может достигать 60%.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 03-02-16127 и 04-02-16830), гранта Ведущие научные школы НШ. 1694.2003.02, программы „Университеты России“ и Фонда некоммерческих программ „Династия“ и МЦФФМ.

PACS: 42.70.-a, 78.20.Ls

Фотонные кристаллы (ФК) представляют собой одно-, дву- или трехмерные периодические структуры с периодом, сравнимым с длиной волны излучения. В том случае, если хотя бы один материал из составляющих ФК является магнитным либо ФК содержит магнитный слой в качестве дефекта, будем называть такие структуры магнитофотонными кристаллами (МФК) [1,2]. Почти все известные приложения ФК связаны с наличием у них запрещенных зон, т.е. частот, на которых оптическое излучение не может распространяться по ФК. Использование магнитных материалов в ФК дает возможность управлять положением и шириной запрещенных зон при помощи магнитного поля, что открывает путь создания новых оптических устройств, управляемых магнитным полем. Известно, что магнитооптические эффекты Керра и Фарадея значительно усиливаются в МФК на основе висмутсодержащих гранатов за счет многолучевой интерференции и локализации света внутри магнитного слоя [2–5], но тем не менее, поскольку магнитооптическая активность определяется слабым спин-орбитальным взаимодействием, добиться значительных изменений структуры зон и коэффициента отражения при намагничивании таких МФК не удается.

В настоящей работе теоретически исследуется возможность использования тонких магнитных наногранулированных пленок ферромагнитный металл-диэлектрик, обладающих магниторефрактивным эффектом (МРЭ), в качестве конструктивных матери-

алов МФК в управляемых полем оптических элементах.

МРЭ — новый четный по намагниченности негиротропный магнитооптический эффект [6]. Этот эффект является высокочастотным аналогом магнитосопротивления [6,7] и заключается в изменении комплексного коэффициента преломления $\hat{n} = n - ik$ при приложении магнитного поля. Действительно, диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = \varepsilon_{\text{dis}} - i4\pi\sigma(\omega)/\omega$ через проводимость $\sigma(\omega)$ зависит от внешнего магнитного поля; следовательно, и все оптические свойства материала, обладающего значительным магнитосопротивлением, также зависят от магнитного поля. МРЭ не связан со слабым спин-орбитальным взаимодействием, поэтому он может значительно превышать традиционные магнитооптические эффекты [6]. В частности, в ближней ИК-области спектра относительное изменение коэффициента отражения от пленки магнитного нанокompозита $\text{Co}-(\text{Al}-\text{O})$ за счет МРЭ может достигать 1% [6].

Относительная прозрачность магнитных нанокompозитов для составов чуть ниже порога протекания, в сочетании с высокими значениями МРЭ, позволяет надеяться на их эффективное использование в качестве материалов для создания МФК. В настоящей работе показано, что МРЭ значительно усиливается в МФК, содержащих встроенный слой магнитного нанокompозита, при этом относительное изменение коэффициента отражения таких структур при приложении магнитного поля может превышать 60%.

1. Модель и методика расчета

Расчет коэффициента отражения от системы, представленной на рис. 1, проводился методом M -матриц [7]. Данный выбор обусловлен тем, что свойства M -матриц полностью определяют как решения задачи рассеяния, так и решение задачи на собственные значения. Плоскостью падения света считается плоскость yz , где ось z перпендикулярна слоям.

Решение волнового уравнения в произвольном слое j является суперпозицией двух волн $\mathbf{E} \exp[i\omega t - ik_y y \pm ik_z(z - z_k)]$, где \mathbf{k} — комплексный волновой вектор. Для отдельного слоя комплексные амплитуды падающих и отраженных волн связаны так называемой M -матрицей, зависящей только от свойств слоя,

$$M = SPS^{-1},$$

где S -матрица описывает переход из вакуума в слой и определяется формулами Френеля. Обратная матрица S^{-1} соответствует переходу из слоя в вакуум. P -матрица описывает распространение волн по слою,

$$P = \begin{pmatrix} e^{-ik_z d} & 0 \\ 0 & e^{ik_z d} \end{pmatrix},$$

где d — толщина слоя. M -матрица многослойной структуры равна произведению M -матриц отдельных слоев (см. подробнее [8,9]), так что

$$\begin{pmatrix} i \\ r \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} t \\ 0 \end{pmatrix},$$

где i , r , t — комплексные амплитуды падающей, отраженной, прошедшей волн соответственно. Отсюда амплитуды отраженной и прошедшей волн для многослойной системы выражаются через амплитуду падающей волны. Заметим, что при падении под углом следует различать две поляризации (вектор электрического поля перпендикулярен или параллелен плоскости падения), для которых формулы Френеля, а следовательно, и M -матрицы имеют разный вид.

В качестве объектов исследования брались конечный образец одномерного МФК $(\text{SiO}_2/\text{Ta}_2\text{O}_5)^6/\text{Co}-(\text{Al}-\text{O})/(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{12}$, содержащего встроенный дефект в виде тонкой пленки нанокompозита $\text{Co}-(\text{Al}-\text{O})$, и пленка нанокompозита $\text{Co}-(\text{Al}-\text{O})$, напыленная на подложку из серебра (рис. 1). Для определенности расчет выполнен для угла падения света $\varphi = 20^\circ$ в ближней ИК-области спектра ($\lambda = 2.5-3.0 \mu\text{m}$), где пленки $\text{Co}-(\text{Al}-\text{O})$ с содержанием Co чуть ниже порога протекания обладают значительным МРЭ. Оптические параметры таких пленок в этом спектральном диапазоне взяты согласно экспериментальным данным [6,10] в отсутствие магнитного поля: $n(0) = 3.0$ и $k(0) = 0.5$. Согласно развитой в [6] теории МРЭ, при приложении магнитного поля коэффициент преломления $\hat{n} = n - ik$ изменяется по

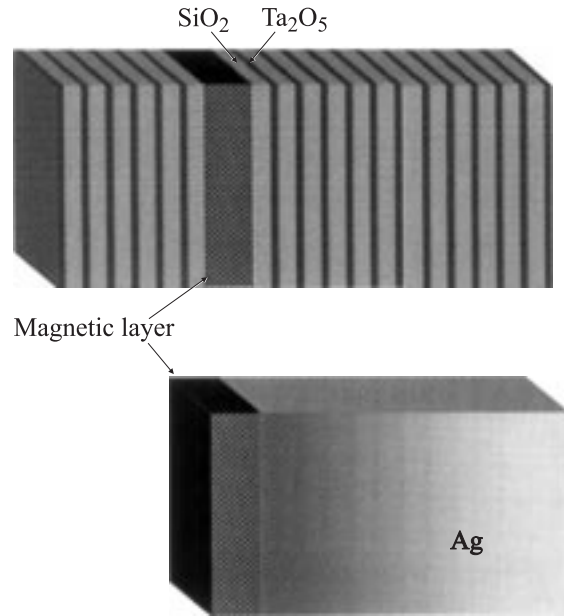


Рис. 1. Схематическое изображение магнитофотонного кристалла $(\text{SiO}_2\text{Ta}_2\text{O}_5)^6/\text{M}(\text{Ta}_2\text{O}_5/\text{SiO}_2)^{12}$ и тонкого слоя нанокompозита на серебряном зеркале.

следующему закону:

$$\begin{aligned} n(H) &= n(0) \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{\left(\frac{k(0)}{n(0)}\right)^2}{1 + \left(\frac{k(0)}{n(0)}\right)^2} \right), \\ k(H) &= k(0) \left(1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \frac{1}{1 + \left(\frac{k(0)}{n(0)}\right)^2} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{\rho(H=0) - \rho(H)}{\rho(H=0)} \quad (2)$$

— магнитосопротивление. Учитывая, что для нанокompозитов $\text{Co}-(\text{Al}-\text{O})$ вблизи поля насыщения H_s магнитосопротивление достигает 8% [6], получаем из (1) $n(H_s) = 3.0065$ и $k(H_s) = 0.5389$. При указанных значениях оптических параметров МРЭ для достаточно толстой пленки $\text{Co}-(\text{Al}-\text{O})$ в пренебрежении отражением света от подложки, согласно [6], составляет -0.96% , что согласуется с экспериментом.

Численный эксперимент по определению коэффициента отражения R и его относительного изменения в магнитном поле (МРЭ)

$$\delta = \frac{\Delta R}{R} = \frac{R(H=0) - R(H)}{R(H=0)} \quad (3)$$

в случае поля H_s для МФК выполнен в два этапа. На первом этапе определялась зонная структура ФК-матрицы, т.е. подбирались оптимальные толщины слоев SiO_2 и Ta_2O_5 , обеспечивающие наличие запрещенной зоны в выбранном диапазоне частот. Известно, что

след M -матрицы $\text{Tr}(M)$ размером 2×2 равен $2 \cos(KD)$, где D — толщина всей системы, K — блоховский волновой вектор [9,11]. Запрещенной зоне соответствуют мнимые значения K , т.е. условие $|\text{Tr}(M)| > 2$. Нами найдено, что при значениях толщин $d(\text{SiO}_2) = 500 \text{ nm}$ и $d(\text{Ta}_2\text{O}_5) = 300 \text{ nm}$ запрещенная зона простирается от 2360 до 2990 nm, а максимальное значение следа M -матрицы достигает $\text{Tr}(M)_{\text{max}} = 9.75$ (рис. 2).

Распределение электрического поля в МФК со встроенным магнитным слоем толщиной 100 nm показано на рис. 3. Значительное увеличение поля в ячейках, примыкающих к дефекту, связано с неоднородным распределением поля внутри ячейки. Использование вместо ФК материала с отрицательной диэлектрической проницаемостью (волновой вектор в этом случае тоже чисто мнимый) не приводит к указанному эффекту: максимум поля находится внутри дефекта. Отметим, что, как и в случае геометрии эффектов Керра и Фарадея [4,5], МРЭ

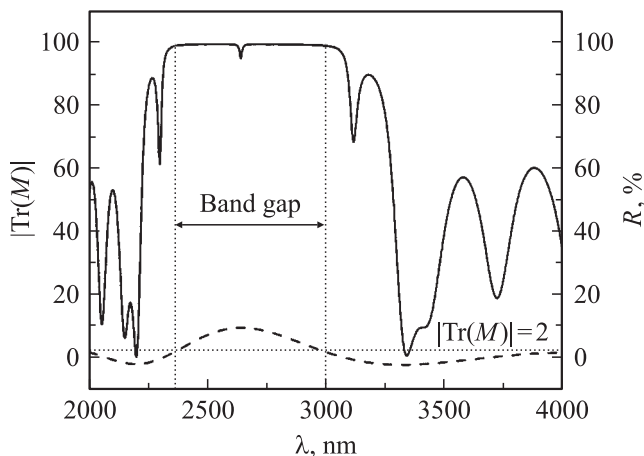


Рис. 2. Частотные зависимости следа M -матрицы, описывающей ФК-матрицу (штриховая кривая), и коэффициента отражения от образца магнитофотонного кристалла со слоем нанокompозита 10 nm (сплошная кривая).

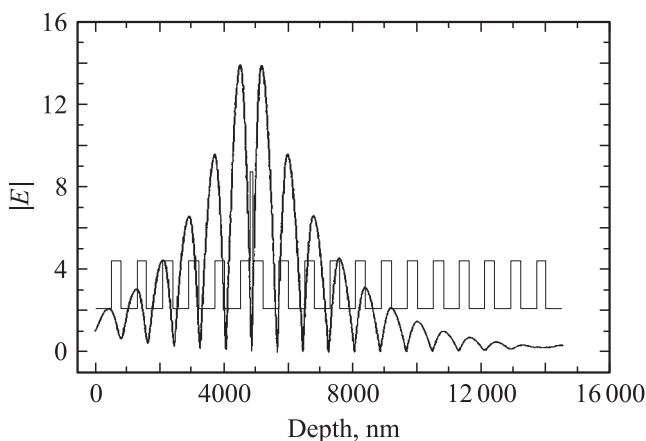


Рис. 3. Распределение электрического поля на резонансной длине волны 2749 nm для тонкого слоя нанокompозита толщиной 100 nm.

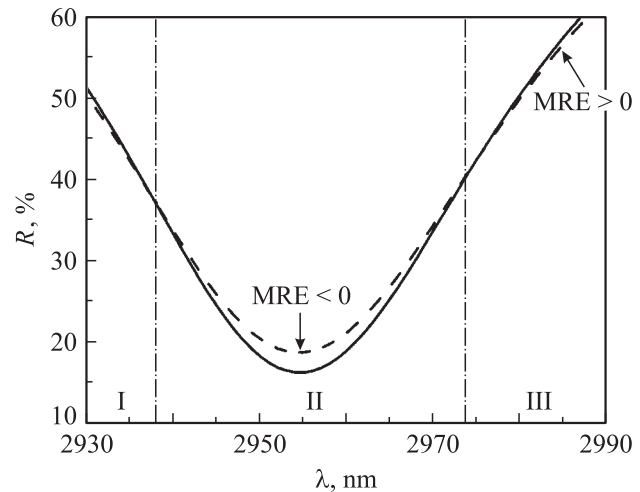


Рис. 4. Зависимости коэффициентов отражения магнитофотонного кристалла в магнитном поле (штриховая кривая) и в его отсутствие (сплошная кривая) от длины волны. В областях I ($\lambda < 2938 \text{ nm}$) и III ($\lambda > 2973 \text{ nm}$) коэффициент отражения уменьшается при помещении магнитофотонного кристалла в поле, вследствие чего МРЭ положителен; в области II ($\lambda = 2938 - 2973 \text{ nm}$) коэффициент отражения в поле увеличивается, МРЭ отрицателен. Толщина магнитного слоя $d = 250 \text{ nm}$.

достигает наибольшего значения, когда поле максимально вне магнитного слоя, вблизи его границ.

На втором этапе рассчитывались значения R и МРЭ (3) для МФК в зависимости от толщины встроенного магнитного слоя d при фиксированных толщинах слоев SiO_2 и Ta_2O_5 . Результаты расчета представлены на рис. 4–6 и в таблице. Все данные для МРЭ приведены при поле насыщения.

2. Результаты расчета и их обсуждение

Ввиду того что при приложении магнитного поля, согласно (1), увеличиваются коэффициент преломления n и коэффициент экстинкции k магнитного слоя, изменяются условия резонансного взаимодействия излучения с МФК, при этом меняется не только величина коэффициента отражения, но и его спектральная зависимость.

МРЭ в МФК при определенной толщине магнитного слоя может быть как положительным, так и отрицательным в зависимости от длины волны излучения (рис. 4–6), тогда как для достаточно толстого магнитного слоя МРЭ отрицателен. В случае тонкой пленки нанокompозита на подложке из серебра МРЭ монотонно зависит от длины волны, при $d < 100 \text{ nm}$ он положителен и слабо возрастает с увеличением d (см. таблицу). МРЭ меняет знак на отрицательный в окрестности $d \approx 2000 \text{ nm}$. При дальнейшем росте толщины из-за потерь в нанокompозите роль интерференции волн, отраженных от передней и задней границ

Результаты расчетов коэффициентов отражения МФК в поле насыщения и без него и магниторефрактивного эффекта МФК и пленки на серебряной подложке

Толщина магнитного слоя d , nm	Коэффициент отражения МФК в отсутствие внешнего поля $R(H=0)$, %	Коэффициент отражения МФК в поле насыщения, $R(H)$, %	МРЭ в МФК, %	МРЭ в тонкой пленке на серебряной подложке, %
10	96.27	96.25	0.01	0.004
50	81.7	80.4	1.3	0.05
100	29	26.5	10	0.5
150	1	0.4	60	2
200	4.5	6.4	-34	6.6
300	29	26.5	-10	5.5
400	48	50	-3	3.7

дефект-слоя, начинает уменьшаться и МРЭ стремится к отрицательному значению, соответствующему полупространству. Подчеркнем, что смена знака происходит еще в интерференционной области, что подтверждается расчетами, проведенными для полупрозрачной пленки на отражающей подложке, где также имеется незначительное усиление МРЭ за счет интерференции света, а знак МРЭ может быть как положительным, так и отрицательным, что согласуется с экспериментальными данными [10]. Однако это усиление МРЭ существенно в меньшей степени выражено, чем в МФК, так как для однослойной структуры не удовлетворены условия многолучевой интерференции. Отметим, что для пленки на подложке добиться одновременно значительного (более чем в несколько раз) усиления МРЭ и немалых значений коэффициента отражения (более 1%) не удастся.

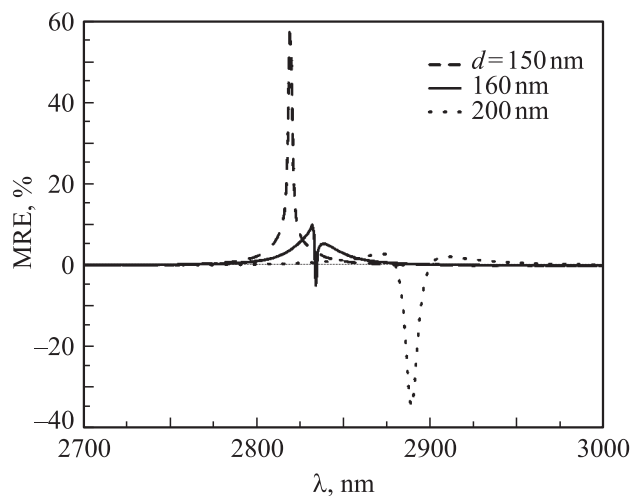


Рис. 5. Зависимость магниторефрактивного эффекта от длины электромагнитной волны, распространяющейся в магнитофотонных кристаллах с магнитным дефектом разной толщины.

В МФК наличие оптимизированной системы зеркал с обеих сторон от магнитного слоя приводит к локализации света в окрестности этого слоя, т.е. к многократному прохождению света через такой слой. В результате МРЭ усиливается более чем на порядок по сравнению

с тонкой пленкой на подложке и на два порядка по сравнению с толстыми пленками (см. таблицу). С увеличением толщины магнитного слоя меняется резонансная частота (рис. 5), поэтому в таблице приведены данные для максимального МРЭ без указания соответствующей длины волны. На рис. 6 также приведены значения максимального МРЭ и отвечающего той же длине волны излучения коэффициента отражения без поля. Из рис. 6 следует, что МРЭ в МФК может достигать гигантских значений, причем при немалых значениях коэффициента отражения. Так, при толщине магнитного слоя 125 нм относительное изменение коэффициента отражения при приложении поля составляет более 60% при $R = 5\%$.

Очевидно, что наличие поглощения в магнитном слое является недостатком наноконструктивных материалов МФК. Тем не менее проведенные расчеты показывают, что наличие поглощения света не является препятствием для усиления МРЭ и создания оптических элементов, управляемых магнитным полем. При этом если МФК представляет собой периодическую структуру, составленную из магнитного слоя наноконструктива и прозрачного диэлектрика, то усиление МРЭ так-

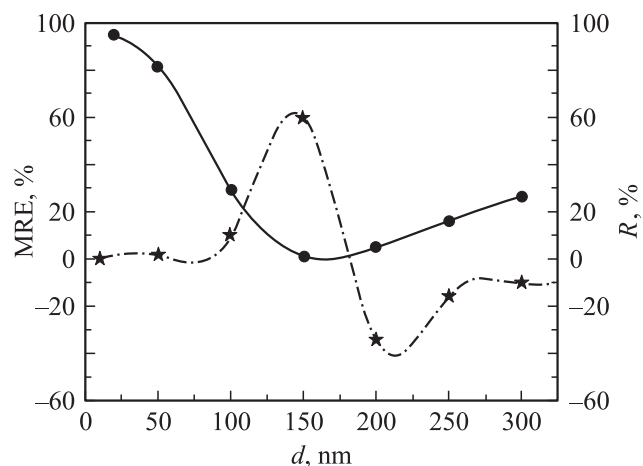


Рис. 6. Зависимость магниторефрактивного эффекта (штриховая кривая) и коэффициента отражения (сплошная кривая) на резонансной длине волны от толщины магнитного дефекта в магнитофотонном кристалле.

же имеет место, но выражено в меньшей степени, чем в структуре МФК с одним встроенным слоем. Поскольку МРЭ в нанокompозитах существует не только в оптическом диапазоне, но и в миллиметровой и микроволновой областях спектра [12], при соответствующем подборе зеркал на базе МФК возможно создание управляемых магнитным полем СВЧ-устройств.

В заключение следует также подчеркнуть, что проведенный расчет демонстрирует перспективность использования материалов с МРЭ для создания управляемых полем МФК по сравнению с использованием традиционных магнитооптических материалов. Поскольку к материалам с МРЭ относятся любые материалы с высокими значениями магнитосопротивления (мультислои, гранулированные пленки, манганиты и др.), конкретный выбор магнетика для МФК определяется его поглощением в соответствующей области спектра, величиной МРЭ и величиной поля насыщения.

Авторы выражают благодарность Е.А. Ганьшиной, И.В. Быкову, В.С. Гушину и А.А. Козлову за полезные дискуссии.

Список литературы

- [1] I.L. Lyubchanskii, N.N. Dadoenkova, V.I. Lyubchanskii, E.A. Sharovalov, Th. Rasing. *J. Phys. D: Appl. Phys.* **36**, R 277 (2003).
- [2] M. Inoue. *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.* **834**, J1.1 (2005).
- [3] A.K. Zvezdin, V.I. Belotelov. *Eur. Phys. J. B* **37**, 475 (2004).
- [4] А.П. Виноградов, С.Г. Ерохин, А.Б. Грановский, М. Иноуе. *РЭ* **49**, 6, 726 (2004).
- [5] А.П. Виноградов, С.Г. Ерохин, А.Б. Грановский, М. Иноуе. *РЭ* **49**, 1, 96 (2004).
- [6] А.Б. Грановский, И.В. Быков, Е.А. Ганьшина, В.С. Гушин, М. Иноуе, Ю.Е. Калинин, А.А. Козлов, А.Н. Юрасов. *ЖЭТФ* **123**, 6, 1256 (2003).
- [7] A.V. Granovsky, M. Inoue. *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276** (*Suppl. 1*), E 1601 (2004).
- [8] Н. Борн, Э. Вольф. *Основы оптики*. Наука, М. (1970). 855 с.
- [9] A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin. *Physica B* **338**, 126 (2003).
- [10] А.А. Козлов, Е.А. Ганьшина, И.В. Быков, А.Б. Грановский, В.С. Гушин, С. Онума, Т. Масумото. *ФТТ* **47**, 2, 268 (2005).
- [11] A.P. Vinogradov, A.M. Merzlikin. *Phys. Rev. E* **70**, 026 610 (2004).
- [12] А.Б. Грановский, А.А. Козлов, Т.В. Багмут, С.В. Недух, С.И. Тарапов, Ж.П. Клерк. *ФТТ* **47**, 4, 713 (2005).