

## ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ДИФРАКЦИОННЫХ СТРУКТУР, НАМАГНИЧЕННЫХ В ПЛОСКОСТИ

© 2009 Д.А. Быков<sup>1</sup>, Л.Л. Досколович<sup>1</sup>, О.И. Петрова<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Институт систем обработки изображений РАН, г. Самара

<sup>2</sup>Тольяттинский государственный университет

Поступила в редакцию 25.06.2009

Исследованы резонансные магнитооптические свойства структуры, состоящей из металлической дифракционной решётки и диэлектрического слоя, намагниченного в плоскости, перпендикулярно штрихам решётки. Представлено объяснение возникающих в структуре интенсивных магнитооптических эффектов, проявляющихся в резонансном изменении коэффициентов отражения и пропускания структуры при изменении намагниченности. Показано, что в структуре с асимметричной дифракционной решёткой существуют резонансные эффекты, связанные с вращением плоскости поляризации. При определенных длинах волн указанные резонансы существуют в структуре одновременно.

Ключевые слова: дифракционная решётка, магнитооптика, магнитооптический эффект, угол Фарадея.

### ВВЕДЕНИЕ

Резонансные свойства металлодиэлектрических гетероструктур являются предметом интенсивных исследований [1]. Особый интерес представляют гетероструктуры, содержащие намагниченные материалы. Такие структуры наряду с резонансами пропускания и отражения могут обладать резонансными свойствами, связанными с преобразованием поляризации света.

В работах [2–6] исследовались магнитооптические свойства двухслойных гетероструктур, состоящих из дифракционной решётки и диэлектрического намагниченного слоя (вектор намагниченности перпендикулярен слою). В [2–6] показано, что такие структуры обладают как резонансами пропускания, так и резонансами углов Фарадея и Керра.

В работах [7, 8] рассмотрена двухслойная гетероструктура, содержащая металлическую дифракционную решётку и намагниченный слой. В отличие от [2–6], вектор намагниченности параллелен плоскости слоя и перпендикулярен штрихам решётки. В рамках численного моделирования в [7, 8] было показано, что в указанных структурах существует интенсивный магнитооптический эффект, состоящий в резонансном изменении коэффициентов отражения и пропускания структуры при намагничивании слоя. В [7, 8] установлено, что условия возникновения магнитооптического эффекта совпадают с усло-

вием возбуждения ТЕ- моды структуры. Однако, в [7, 8] не был подтвержден факт возбуждения моды, а представленные объяснения касались только уменьшения коэффициента пропускания, происходящего при намагничивании слоя. В [7, 8] также не рассматривались эффекты, связанные с преобразованием поляризации прошедшего света.

В данной работе показано, что интенсивный эффект носит более общий характер: перераспределение энергии между отражённой и прошедшей волнами может происходить произвольным образом и зависит от параметров структуры. В работе проведен анализ свойств структуры, обусловленных ее симметрией. В рамках численного моделирования впервые показано, что в подобных структурах наряду с эффектом резонансного изменения пропускания и отражения существуют резонансные эффекты, связанные с вращением плоскости поляризации.

### 1. ИНТЕНСИВНОСТНЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Исследуемая структура состоит из металлической бинарной дифракционной решётки и намагниченного слоя (рис. 1). Вектор намагниченности слоя лежит в плоскости слоя и перпендикулярен штрихам решётки.

При указанном направлении намагниченности, тензор диэлектрической проницаемости материала слоя имеет вид [9, 10]

$$\varepsilon_M = \begin{bmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & ig \\ 0 & -ig & \varepsilon \end{bmatrix}, \quad (1)$$

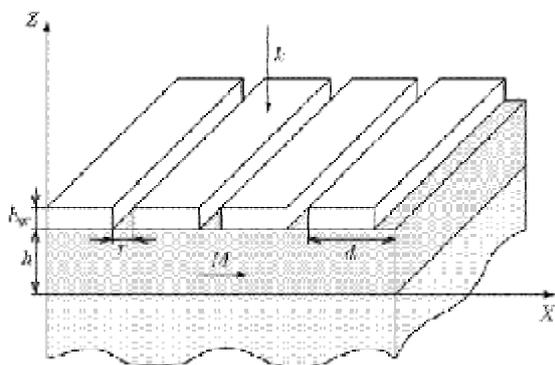
Быков Дмитрий Александрович, инженер.

E-mail: bycovd@gmail.com.

Досколович Леонид Леонидович, доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник.

E-mail: leonid@smr.ru.

Петрова Ольга Ивановна, старший преподаватель.



**Рис. 1.** Геометрия двухслойной структуры, содержащей дифракционную решётку и диэлектрический слой, намагниченный в плоскости

где  $g$  — модуль вектора гирации среды, пропорциональный намагниченности. Магнитная проницаемость в видимом и ближнем ИК-диапазоне считается равной единице [10].

Результаты численного исследования структуры на рис. 1 показывают, что при определённом сочетании геометрических параметров пропускание и отражение структуры сильно зависят от величины  $g$  [7, 8]. Структура предполагается субволновой, при этом под пропусканием и отражением понимаются интенсивности нулевых прошедших и отражённых порядков дифракции. На рис. 2 представлены расчётные спектры пропускания и отражения для намагниченного слоя и при отсутствии намагниченности. Расчёт спектров проводился по методу Фурье-мод [11, 12] для случая нормально падающей волны с ТМ-поляризацией. Расчёт проводился при следующих параметрах структуры: период решётки  $d = 552$  нм, ширина отверстия  $r = 55$  нм, толщина решётки  $h_{gr} = 362$  нм, толщина магнитного слоя  $h = 1935$  нм. Для тензора диэлектрической проницаемости магнитного слоя (1) использовались параметры материала

висмут-замещённый диспрозиевый феррит-гранат. В частности, при  $\lambda = 1200$  нм,  $\epsilon = 5.06 + 0.0004i$ ,  $g = (1.53 - 0.003i) \times 10^{-2}$ . В качестве значений диэлектрической проницаемости материала решётки использовались справочные данные для золота [13]. Диэлектрические проницаемости среды над структурой и материала подложки полагались равными 1 и 2.1, соответственно.

Рис. 2 показывает, что при намагниченном слое в спектре пропускания структуры появляется резкий минимум при длине волны  $\lambda = 1200$  нм. В спектре отражения на той же длине волны появляется симметричный максимум.

Под величиной рассматриваемого интенсивного эффекта в пропускании (отражении) будем понимать разность коэффициентов пропускания (отражения) при намагниченном слое ( $g \neq 0$ ) и при отсутствии намагниченности ( $g = 0$ ):

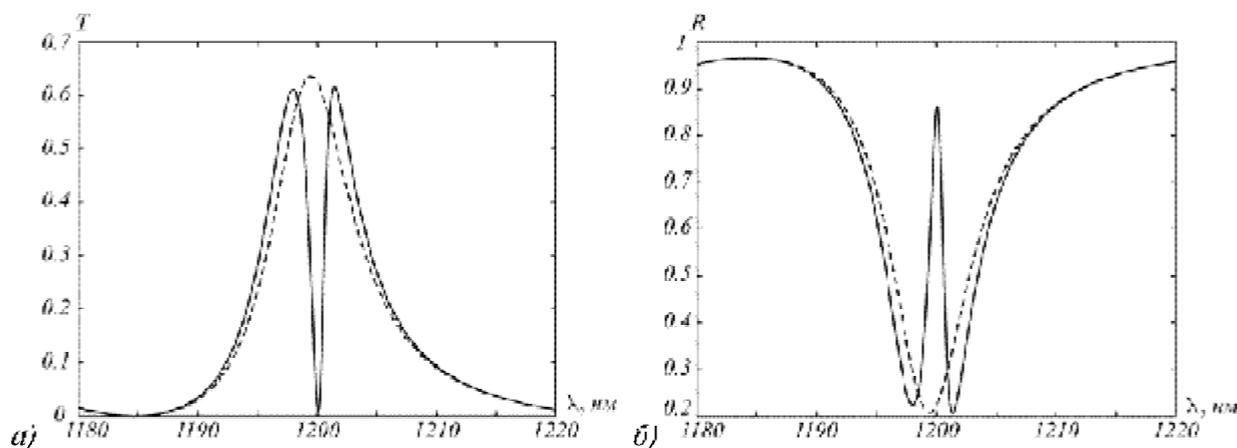
$$I_R(g) = R_0(g) - R_0(0); \quad (2)$$

$$I_T(g) = T_0(g) - T_0(0), \quad (3)$$

где  $T_0(g)$ ,  $R_0(g)$  — интенсивности прошедших и отражённых нулевых порядков дифракции.

Приведенные на рис. 2 спектры повторяют результаты работы [7]. В работах [7, 8] указано, что условия возникновения магнитооптического эффекта (2), (3) совпадают с условиями возбуждения волноводных ТЕ-мод одним из порядков дифракции в намагниченном слое. Однако, сам факт возбуждения моды в [7, 8] не подтверждён. Кроме того, работы [7, 8] объясняют только провал в пропускании (рис. 2а), в то время как пик в отражении (рис. 2б) является необъяснённым.

В общем случае резонансные свойства дифракционных структур определяются собственными квазиволноводными модами структуры [14]. Константы распространения собственных мод определяются полюсами матрицы рассеяния [14]. Резонансы возникают при приближении константы распространения одного из дифракционных



**Рис. 2.** Пропускание (слева) и отражение (справа) в случае намагниченного слоя (сплошная линия) и при отсутствии намагниченности (пунктирная линия)

порядков решётки к константе распространения собственной моды структуры. Дисперсионные соотношения для мод можно приближённо рассчитать, сделав следующие предположения: Во-первых, ввиду малости ширины отверстий в решётке можно считать, что над намагниченным слоем находится сплошной слой золота. Во-вторых, ввиду малости  $g$ , моды намагниченного слоя можно приближённо рассчитывать исходя из дисперсионных соотношений для ТЕ- и ТМ-мод ненамагниченного планарного волновода. В первом приближении по  $g$  дисперсионное уравнение имеет такой же вид, как и для случая ненамагниченного волновода [8]. При сделанных предположениях константы распространения собственных мод структуры определяются константами распространения мод планарного немагнитного волновода, ограниченного сверху золотом, а снизу диэлектриком подложки.

Резонанс на рис. 2 при  $\lambda = 1200$  нм совпадает с условием возбуждения ТЕ-моды первым дифракционным порядком решётки [7]. При этом ТЕ-волны в отражённом и прошедшем поле отсутствуют. Для подтверждения факта возбуждения ТЕ-моды были рассчитаны интенсивности ТЕ-компонент электромагнитного поля на нижней и верхней границах намагниченного слоя. Для этого проводилось переразложение поля на нижней и верхней границах по ТЕ- и ТМ-волнам ненамагниченного слоя. Это позволило рассчитать интенсивности ТЕ- и ТМ-волн, соответствующих различным порядкам дифракции. На рис. 3 представлен спектр интенсивности ТЕ-волны, соответствующей первому порядку дифракции. Спектр приведен для нижней границы намагниченного слоя, для верхней границы график имеет аналогичный вид. Резкий максимум интенсивности ТЕ-волны в окрестности  $\lambda = 1200$  нм подтверждает факт возбуждения в

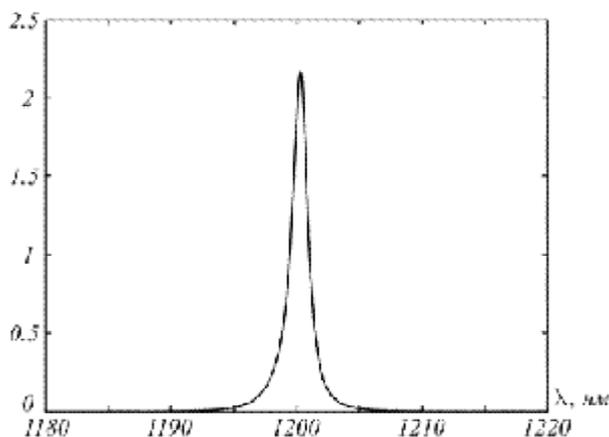


Рис. 3. Интенсивность ТЕ-волны, соответствующей первому порядку дифракции на верхней границе намагниченного слоя

рассматриваемой структуре моды ТЕ-типа.

Рассмотрим ТЕ- и ТМ-моды структуры с ненамагниченным слоем. В этом случае падающая волна с ТМ-поляризацией может возбудить только ТМ-моды, а падающая волна с ТЕ-поляризацией — только ТЕ-моды. В структуре с намагниченным слоем падающая волна с ТМ- или ТЕ-поляризацией возбуждает моды обоих типов. При возбуждении падающей волной ТМ (ТЕ) типа моды слоя “противоположного типа” — ТЕ (ТМ) происходит резонансное изменение характеристик отражённого и прошедшего полей.

Таким образом, резонансный магнитооптический эффект обусловлен возбуждением моды противоположного типа по отношению к поляризации падающей волны. Указанная мода возбуждается только в случае намагниченного слоя.

В случае на рис. 2 происходит перераспределение энергии между порядками, при котором энергия переходит из нулевого прошедшего порядка в нулевой отражённый порядок (рис. 2). Характер перераспределения зависит главным

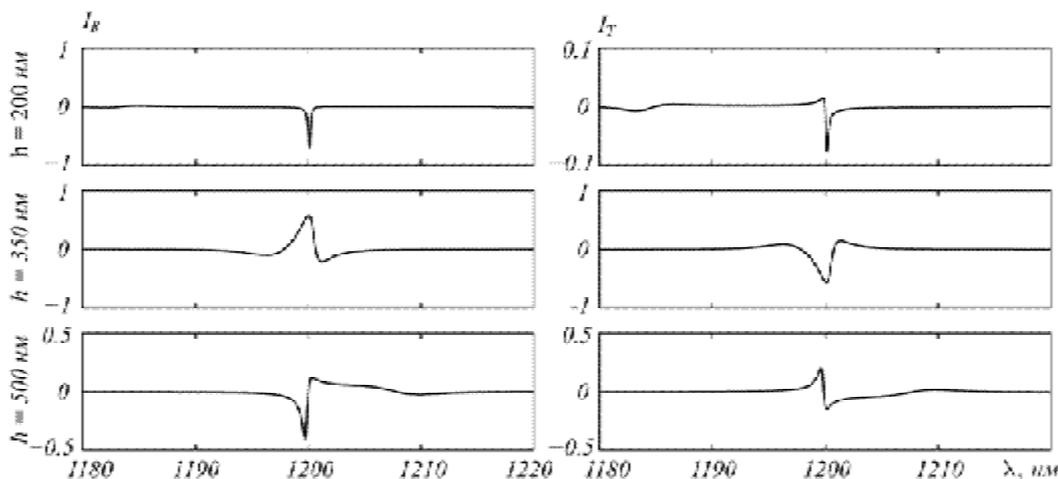


Рис. 4. Величина эффекта в отражении (слева) и пропускании (справа) при различных значениях высоты решётки (200 нм, 350 нм, 500 нм)

образом от таких параметров решётки как толщина и размер отверстия. Отметим, что изменение данных параметров не влияют на направления дифракционных порядков и поэтому в первом приближении не изменяют условий возбуждения мод в слое. Надлежащим выбором указанных параметров можно достичь как положительного, так и отрицательного изменения пропускания и отражения. На рис. 4 показаны величины интенсивностных эффектов (2), (3) в отражении и пропускании при разных значениях высоты решётки  $h_{gr}$ . Из рисунка видно, что в первом случае ( $h_{gr} = 200 \text{ нм}$ ) наблюдается провал, как в пропускании, так и в отражении, во втором случае ( $h_{gr} = 350 \text{ нм}$ ) энергия переходит из пропускания в отражение. В третьем случае ( $h_{gr} = 500 \text{ нм}$ ) виден более сложный характер перераспределения: при одних длинах волн в окрестности  $\lambda = 1200 \text{ нм}$  энергия переходит из пропускания в отражения, при других — наоборот.

Возвращаясь к спектрам на рис. 2, отметим, что большой величины магнитооптических эффектов (2), (3) в данном случае удалось достичь за счёт совмещения магнитооптического эффекта с максимумом пропускания при  $\lambda = 1200 \text{ нм}$  для немагнитной структуры.

## 2. ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ НА МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

Проведем анализ свойств структуры на рис. 1, обусловленных ее симметрией. Как и ранее, рассматривается случай нормального падения волны с ТМ-поляризацией.

При повороте всей структуры на 180 градусов вокруг оси OZ у компонент отражённого и прошедшего поля изменяются только знаки. В этом случае интенсивности порядков и углы Фарадея и Керра, описывающие поворот плоскости поляризации, не изменяются. С другой стороны, поворот структуры эквивалентен замене направления вектора намагнитченности на противоположное. При этом изменяется знак  $g$  в (1). Таким образом, при нормально падающей волне имеют место следующие соотношения:

$$T_0(g) = T_0(-g); R_0(g) = R_0(-g); \quad (4)$$

$$I_T(g) = I_T(-g); I_R(g) = I_R(-g); \quad (5)$$

$$\theta_0^T(g) = \theta_0^T(-g); \theta_0^R(g) = \theta_0^R(-g), \quad (6)$$

где  $\theta_0^T, \theta_0^R$  — углы Фарадея и Керра, соответствующие нулевым порядкам дифракции. Угол Фарадея (Керра) определяет угол между главной осью эллипса поляризации в прошедшем (отражённом) пучке и направлением вектора поляризации в падающей волне [10]. С другой стороны эффекты, связанные с вращением

плоскости поляризации, являются нечётными по величине  $g$  [10]:

$$\theta_0^T(g) = -\theta_0^T(-g); \theta_0^R(g) = -\theta_0^R(-g). \quad (7)$$

Согласно (6), (7)

$$\theta_0^T(\pm g) = \theta_0^R(\pm g) = 0. \quad (9)$$

Численный расчёт показывает выполнение условий (9) с высокой точностью. Рассматриваемая структура не проявляет магнитооптических свойств, связанных с вращением плоскости поляризации ни в прошедшем, ни в отражённом свете.

Согласно (5), интенсивностные магнитооптические эффекты в рассматриваемой структуре являются чётными по намагнитченности. На рис. 5 показан модуль величины интенсивностного эффекта (3) в зависимости от  $g$  при  $\lambda = 1200 \text{ нм}$ . Значения на оси абсцисс на рис. 5 нормированы на величину  $\text{Re}(g) = 1.53 \times 10^{-2}$  при  $\lambda = 1200 \text{ нм}$ . Рис. 5 показывает, что рассматриваемый эффект является чётным по  $g$ . При малых  $g$  зависимость величины эффекта от  $g$  является квадратичной:  $I_T(g) \sim \alpha g^2$ . Аналогичные, квадратичные по гирации эффекты для однородных магнитных плёнок были экспериментально обнаружены в работах [15, 16]. Они были названы ориентационными из-за их зависимости от взаимной ориентации намагнитченности плёнки и поляризации излучения. Описанные в [16] ориентационные эффекты являлись слабыми и наблюдались в отражённом свете. При этом относительное изменение коэффициента отражения в [16] составляло десятые доли процента. Рассматриваемый в данной работе эффект на несколько порядков сильнее.

При наклонном падении или для асимметричной структуры соотношения (6), (7), (9) не выполняются и в структуре должен появиться магнитооптический эффект Фарадея.

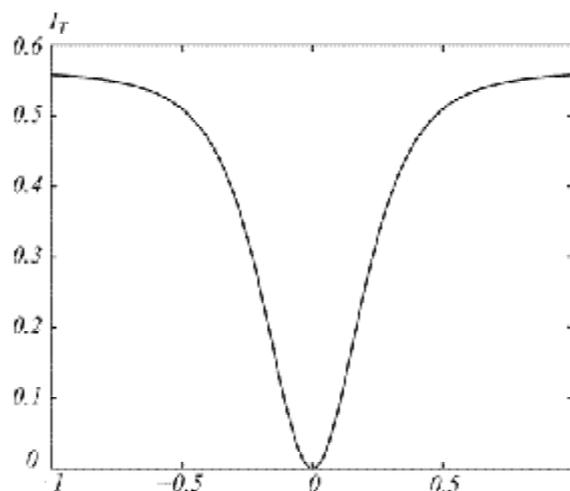
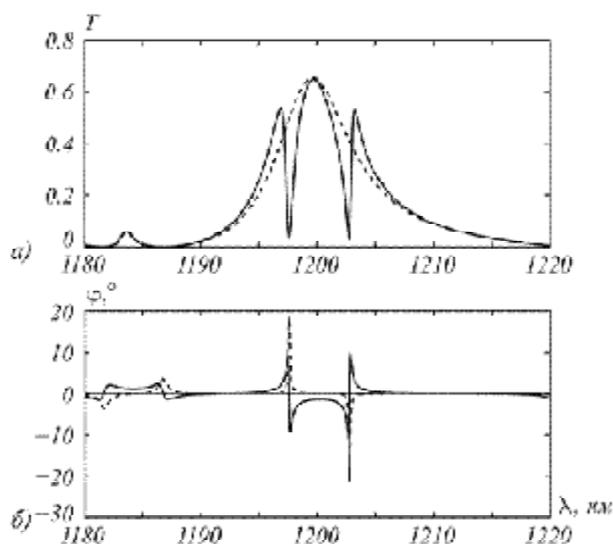


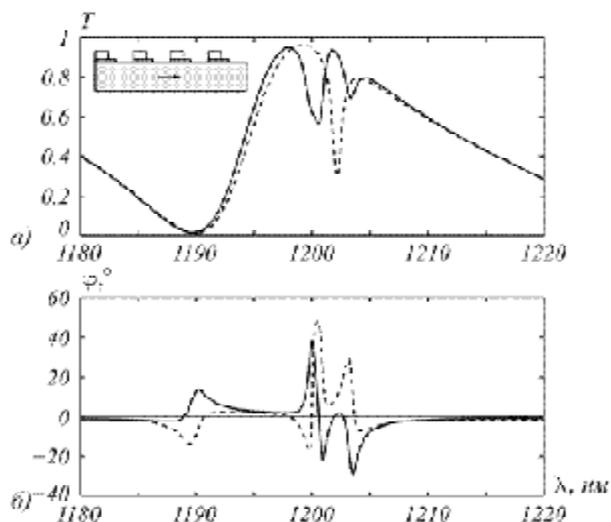
Рис. 5. Модуль величины интенсивностного эффекта в зависимости от намагнитченности ( $\lambda = 1200 \text{ нм}$ )



**Рис. 6.** Спектры в случае наклонного падения под углом  $0.3^\circ$  :

а – пропускание в случае намагниченного слоя (сплошная линия) и при отсутствии намагниченности (пунктирная линия); б – угол Фарадея (сплошная линия) и эллиптичность (пунктирная линия)

При нормальном падении волны на структуру дифракционные порядки с номерами  $\pm m$  распространяются под одинаковыми углами и их влияние на спектр пропускания, ввиду симметрии, происходит при одной и той же длине волны. При наклонном падении модули констант распространения  $k_{x,m}$  для порядков с номерами  $\pm m$  будут различаться. Соответственно, их влияние на спектр будет происходить при



**Рис. 7.** Спектры несимметричной структуры (врезка) при нормальном падении:

а – пропускание в случае намагниченного слоя (сплошная линия) и при отсутствии намагниченности (пунктирная линия); б – угол Фарадея (сплошная линия) и эллиптичность (пунктирная линия)

двух различных длинах волн. Расчётный спектр пропускания приведен на рис. 6а и показывает наличие двух разнесённых минимумов. При наклонном падении становится отличным от нуля угол Фарадея (рис. 6б). Значения угла Фарадея на рис. 6б достигают  $\pm 10^\circ$ . Следует отметить, что вблизи резонансов угла Фарадея эллиптичность также принимает значительные значения (около  $\pm 20^\circ$ ). Тангенс угла эллиптичности определяет отношение длин осей эллипса поляризации. Соответственно только при малых углах эллиптичности угол Фарадея можно рассматривать как угол поворота плоскости поляризации падающей волны.

В рассматриваемой структуре фактически отсутствует эффект Керра. Это связано с тем, что металлическая решётка работает как поляризатор, не позволяя выйти волнам с ТЕ-поляризацией из намагниченного слоя в область над структурой.

Использование несимметричной решётки также позволяет создать асимметрию в распределении энергии между порядками с номерами  $\pm m$ . Указанная асимметрия даже при нормальном падении приведёт к появлению эффекта Фарадея. В настоящей работе исследовалась несимметричная структура, состоящая из двух бинарных дифракционных решёток и намагниченного слоя (врезка к рис. 7). На рис. 7 приведены спектры пропускания и угла Фарадея указанной структуры, рассчитанные при нормальном падении волны с ТМ-поляризацией и следующих параметрах структуры: период  $d = 552$  нм, толщина намагниченного слоя  $h = 1930$  нм, толщина и размер отверстий верхней решётки  $h_{gr}^{(1)} = 200$  нм,  $r^{(1)} = 359$  нм, толщина и размер отверстий нижней решётки  $h_{gr}^{(2)} = 10$  нм,  $r^{(2)} = 248$  нм. Значения резонансов углов Фарадея составляют от  $10$  до  $40$  градусов. В частности при  $\lambda = 1200$  нм угол Фарадея составляет более  $35^\circ$  при эллиптичности менее  $1^\circ$ . На этой же длине волны структура обладает интенсивным эффектом (3), причем изменение пропускания составляет более 25%. Следует отметить, что резонансы угла Фарадея в несколько раз больше полученных в работах [2, 5, 6] для аналогичных гетероструктур со слоем, намагниченным в полярной геометрии.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При определенных условиях изменение величины гирации магнитного слоя дифракционной структуры на рис. 1 вызывает магнитооптический эффект, заключающийся в изменении коэффициентов пропускания и отражения. Как и ориентационные магнитооптические эффекты

для однородных плёнок, данный эффект квадратичен по намагниченности, однако на несколько порядков величины превосходит их. В случае падения ТМ-поляризованного света спектральное положение и величина этого эффекта определяются условиями возбуждения ТЕ-мод в диэлектрическом слое. Эффект связан с перераспределением энергии вследствие возбуждения волноводной ТЕ-моды в намагниченном слое.

При наклонном падении и в структуре с асимметричной дифракционной решёткой существуют резонансные эффекты Фарадея, связанные с вращением плоскости поляризации прошедшей волны.

Рассмотренные структуры имеют прикладную значимость и могут быть использованы в новых устройствах интегральной оптики для модуляции интенсивности света посредством изменения внешнего магнитного поля.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-07-92421, 08-07-99005, 07-01-96602, 09-07-12147, гранта Президента РФ № НШ-3086.2008.9, “Фонда содействия отечественной науке”, Российско-американской программы “Фундаментальные исследования и высшее образование” (RUXO-014-SA-06).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Ebbesen T.W., Lezec H.J., Ghaemi H.F., Thio T., Wolff P.A.* Extraordinary optical transmission through subwavelength hole arrays // *Nature*, 1998. 391. Pp. 667–669.
2. *Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Zvezdin A.K.* Extraordinary Magneto-Optical Effects and Transmission through Metal-Dielectric Plasmonic Systems // *Physical Review Letters*, 2007. Vol. 98. No. 7. P. 77401.
3. *Bai B., Tervo J., Turunen J.* Polarization conversion in resonant magneto-optic gratings // *New Jour. of Physics*, 2006. Vol. 8. No. 9. P. 205.
4. *Khanikaev A.B., Baryshev A.V., Fedyanin A.A., Granovsky A.B., Inoue M.* Anomalous Faraday effect of a system with extraordinary optical transmittance // *Optics Express*, 2007. Vol. 15, No. 11, Pp. 6612–6622.
5. *Досколович Л.Л., Безус Е.А., Быков Д.А. и др.* Резонансные магнитооптические свойства в дифракционных решетках с намагниченным слоем // *Компьютерная оптика*, 2007. Т. 32. № 1. С. 4–8.
6. *Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Kotov V.A. et al.* Magneto-optical effects in the metal-dielectric gratings // *Optics Communications*, 2007. Vol. 278. No. 1. Pp. 104–109.
7. *Belotelov V.I., Bykov D.A., Doskolovich L.L. et al.* Magneto-optical orientational effect in plasmonic heterostructures // *Optic Letters*, 2009. Vol. 3. No. 4. Pp. 398–400.
8. *Белотелов В.И., Быков Д.А., Досколович Л.Л. и др.* Оптические свойства перфорированных металлдиэлектрических гетероструктур, намагниченных в плоскости // *Физика твердого тела*, 2009. Т. 51. № 8. С. 1562–1567.
9. *Viļovskā S., Postava K., Yamaguchi T., Lopusnik R.* Magneto-optic ellipsometry in exchange-coupled films // *Appl. Opt.*, 2002. Vol. 41. No. 19. Pp. 3950–3960.
10. *Zvezdin A.K., Kotov A.K.* Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials – Bristol and Philadelphia, IOP Publishing, 1997.
11. *Li Lifeng.* Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures // *J. Opt. Soc. Am A*, 1996. Vol. 13. No. 9. Pp. 1870–1876.
12. *Moharam M.G., Pommet Drew A., Grann Eric B., Gaylord T.K.* Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach // *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995. Vol. 12. No. 5. Pp. 1077–1086.
13. *Palik E.D.* Handbook of optical constants of solids. Academic Press Handbook Series – New York, Academic Press, 1985.
14. *Tikhodeev S.G., Yablonskii A.L., Muljarov E.A., Gippius N.A., Ishihara T.* Modes and optical properties of photonic crystal slabs // *Phys. Rev. B*, 2002. 66. P. 045102.
15. *Кринчик Г.С., Ганьшина Е.А.* Квадратичные магнитооптические эффекты отражения в ферромагнетиках // *ЖЭТФ*, 1973. Т. 35. № 5(11). С. 1970–1978.
16. *Ганьшина Е.А.* Магнитооптическая спектроскопия ферро- и ферримангнетиков. М.: МГУ. Физ. фак., 1994.

## INVESTIGATION OF RESONANCE MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF IN-PLANE MAGNETIZED DIFFRACTION STRUCTURES

© 2009 D.A. Bykov<sup>1</sup>, L.L. Doskolovich<sup>1</sup>, O.I. Petrova<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Image Processing Systems Institute of RAS, Samara

<sup>2</sup>Togliatti State University

Magneto-optical properties of perforated heterostructure consisting of metallic grating on magnetic dielectric layer are investigated. Magneto-optical effect determined by the relative change in intensity of the transmitted or reflected light is explained in terms of waveguide TE-modes excited in magnetic layer. It is shown that considered structure with asymmetric grating also demonstrates Faraday magneto-optical effect.

Key words: grating, magneto-optics, Faraday magneto-optical effect.

*Dmitry Bykov, Engineer. E-mail: bycovd@gmail.com*

*Leonid Doskolovich, Doctor of Physics and Mathematics,*

*Leading Research Fellow. E-mail: leonid@smr.ru.*

*Olga Petrova, Senior Lecturer.*