

## ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ РЕЗОНАНСОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЁТКАХ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ДИСПЕРСИИ И СТРУКТУРЫ СОБСТВЕННЫХ МОД

Быков Дмитрий Александрович (инженер, e-mail: bycovd@gmail.com),

Досколович Леонид Леонидович (в. н. с., e-mail: leonid@smr.ru),

Сойфер Виктор Александрович (директор, e-mail: ipsi@smr.ru)

Учреждение Российской академии наук Институт систем обработки изображений РАН,  
Самарский государственный аэрокосмический университет имени академика С. П. Королёва

### Аннотация

Исследованы магнитооптические свойства намагниченной диэлектрической структуры, состоящей из дифракционной решётки и однородного слоя. Структура намагничена в плоскости, вектор намагниченности направлен перпендикулярно штрихам решётки. Моделирование в рамках электромагнитной теории показывает, что структура обладает магнитооптическими эффектами, заключающимися в резонансном изменении коэффициентов пропускания и отражения при изменении намагниченности. Указанные эффекты обнаружены для обоих типов поляризации падающей волны (TE и TM). Проведен расчёт дисперсионных кривых мод структуры, основанный на вычислении полюсов матрицы рассеяния. На основе анализа дисперсионных кривых показано, что спектральные положения магнитооптических резонансов совпадают с условиями возбуждения собственных мод структуры. Исследовано изменение вида дисперсионных кривых структуры, происходящее при намагничивании материала. Проведено исследование структуры мод и условий их возбуждения. Предложена классификация магнитооптических резонансов, основанная на их связи с конфигурацией (четностью и нечетностью) возбуждаемых мод структуры.

Ключевые слова: дифракционная решётка, магнитооптика, резонанс, дисперсия моды.

### Введение

Изучение взаимодействия света с периодическими металлодиэлектрическими структурами является предметом интенсивных исследований. В таких структурах существует широкий круг экстраординарных (резонансных) оптических эффектов, включающих экстраординарное пропускание, полное поглощение падающего излучения, резонансное изменение спектров прохождения и отражения на определённых частотах, формирование областей с высокой степенью локализации энергии вследствие интерференции затухающих и плазмонных волн [1–6].

Особый интерес представляют дифракционные структуры, содержащие намагниченные материалы. В таких структурах возникают новые, магнитооптические эффекты, связанные с преобразованием поляризации света и резонансным изменением спектров отражения и пропускания при изменении намагниченности [7–12]. В работах [11, 12] рассмотрены структуры, состоящие из металлической дифракционной решётки и намагниченного диэлектрического слоя. В этих работах показана связь магнитооптических резонансов с возбуждением дифракционной решёткой квазиволноводных мод в намагниченном слое. При использовании металлической дифракционной решётки магнитооптические резонансы существуют только при TM-поляризации падающей волны. Кроме того, для описания резонансов в [11, 12] были использованы дисперсионные соотношения для мод плоскопараллельного волновода. Применение таких соотношений возможно

только при выполнении следующих условий. Во-первых, размер щелей решётки относительно величины периода должен быть малым (порядка 10%). Во-вторых, толщина металлической решётки должна быть значительно больше, чем толщина скин-слоя. В этом случае при анализе мод структуры можно заменить дифракционную решётку бесконечным металлическим слоем и рассматривать структуру как диэлектрический волновод с металлической обкладкой.

При рассмотрении структур, содержащих металлическую дифракционную решётку с большим относительным размером щелей или диэлектрическую решётку, такой подход, как правило, оказывается несостоятельным. В этом случае моды структуры могут локализоваться не только в диэлектрическом слое, но и в дифракционной решётке. Для точного расчёта дисперсионных зависимостей мод структуры в этом случае используется подход, основанный на расчёте полюсов матрицы рассеяния [13–18].

В настоящей работе исследуются магнитооптические резонансы диэлектрической дифракционной структуры, состоящей из намагниченных в плоскости дифракционной решётки и однородного слоя. На основе численного моделирования показано, что в таких структурах существуют магнитооптические эффекты, состоящие в резонансном изменении пропускания и отражения при изменении намагниченности. В отличие от рассмотренных ранее структур, резонансные эффекты существуют для обоих типов поляризации падающей волны (TE и TM). Для объяснения резонансов проведен расчёт и анализ дис-

персионных зависимостей, основанный на расчёте полюсов матрицы рассеяния. На основе анализа дисперсионных кривых, структуры мод и условий их возбуждения предложена классификация возникающих резонансов.

### Геометрия структуры и магнитооптические эффекты

На рис. 1 представлена геометрия исследуемой структуры и её параметры. Структура состоит из бинарной диэлектрической дифракционной решётки и однородного диэлектрического слоя.

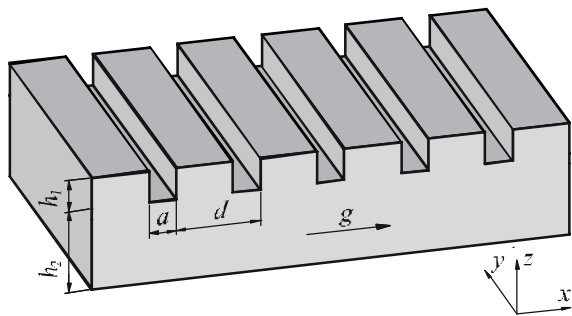


Рис. 1. Геометрия структуры (период  $d = 1100$  нм, высота решётки  $h_1 = 135$  нм, высота слоя  $h_2 = 960$  нм, ширина отверстий решётки  $a = d/4 = 240$  нм)

Структура предполагается выполненной из намагниченного материала, вектор намагниченности направлен вдоль оси  $Ox$ , перпендикулярно штрихам решётки. В этом случае диэлектрическая проницаемость материала структуры имеет вид [19, 20]:

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

где  $g$  — модуль вектора гирации среды, пропорциональный намагниченности. В работе структура предполагается выполненной из распространённого материала магнитооптики  $Bi_{2.2}Dy_{0.8}Fe_5O_{12}$  (висмут-замещённый диспрозиевый феррит гранат) [20]. В области ближнего ИК (в окрестности  $\lambda = 1200$  нм,  $\omega \approx 1,57 \cdot 10^{15}$  Гц) параметры тензора (1) для данного материала принимают следующие значения:  $\epsilon = 5,06 + 4,3 \cdot 10^{-4}i$ ,  $g = 0,015 - 3 \cdot 10^{-5}i$ .

Расчётные спектры пропускания рассматриваемой структуры представлены на рис. 2. Все представленные в работе расчётные зависимости получены на основе строгого решения задачи дифракции по методу Фурье-мод [21–23]. На графиках ТЕ- и ТМ-спектров виден ряд резонансов. Для удобства дальнейшего рассмотрения резонансы обозначены как  $A^{TE}, B^{TE}, C^{TE}, A^{TM}, B^{TM}, C^{TM}$ . Под величиной магнитооптического эффекта  $I$  понимается изменение коэффициента пропускания  $T$  (интенсивности нулевого прошедшего порядка дифракции) структуры при её намагничивании [20]:

$$I = T(g) - T(0). \quad (2)$$

Соответственно, наибольшая величина эффекта (2) будет наблюдаться именно в окрестностях указанных резонансов. Спектры величины магнитооптических эффектов показаны в нижней части рис. 2.

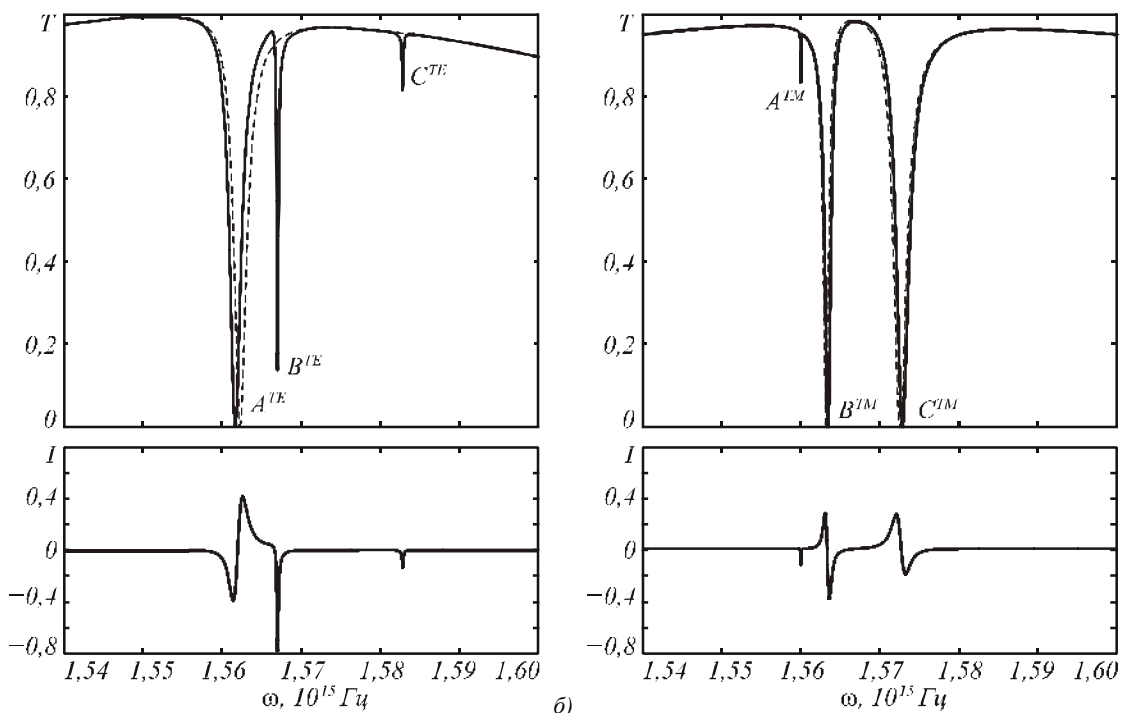


Рис. 2. Спектры пропускания  $T$  (сверху) и величины магнитооптических эффектов  $I$  (снизу) при нормальном падении волны с ТЕ-поляризацией (а) и ТМ-поляризацией (б) (спектры пропускания намагниченной структуры — непрерывная линия, ненамагниченной структуры — пунктирная линия)

Для ТЕ-поляризации падающей волны изменение пропускания достигает 80% (резонанс  $B^{TE}$ ), а для ТМ-поляризации — 30% (резонанс  $B^{TM}$ ). Отметим, что аналогичные резонансы и аналогичные по величине магнитооптические эффекты присутствуют и в спектре отражения структуры.

Магнитооптические эффекты (резонансы) на рис. 2 можно условно отнести к двум типам. Эффекты 1-го типа обусловлены смещением резонансных минимумов (максимумов), наблюдаемых в спектре намагниченной структуры относительно спектра ненамагниченной структуры. Такими являются резонанс  $A^{TE}$  в ТЕ-спектре и резонансы  $B^{TM}$ ,  $C^{TM}$  в ТМ-спектре рассматриваемой структуры. Эффекты 2-го типа заключаются в возникновении при намагничивании новых резонансов, отсутствующих в спектре ненамагниченной структуры. Такими в рассматриваемой структуре являются резонансы  $B^{TE}$  и  $C^{TE}$  в ТЕ-спектре и резонанс  $A^{TM}$  в ТМ-спектре.

### Анализ дисперсионных кривых

Как правило, резонансные изменения спектров пропускания и отражения связаны с возбуждением собственных мод структуры [2–5, 16–18]. Для объяснения резонансов на рис. 2 в работе был проведён расчёт дисперсионных кривых мод структуры, основанный на вычислении полюсов матрицы рассеяния. Для полноты изложения приведем определение матрицы рассеяния и описание расчётного метода. При решении задачи дифракции света на периодической дифракционной структуре по методу Фурье-мод вычисление комплексных амплитуд порядков дифракции сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений [13–15]:

$$\mathbf{S}^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{R} \\ \mathbf{T} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{I} \\ \mathbf{I}' \end{bmatrix}, \quad (3)$$

где  $\mathbf{R}$  и  $\mathbf{T}$  — векторы комплексных амплитуд отражённых и прошедших порядков дифракции, а  $\mathbf{I}$  и  $\mathbf{I}'$  — векторы комплексных амплитуд волн, падающих на структуру сверху и снизу, соответственно. Предполагается, что направления падающих волн согласованы с направлениями дифракционных порядков. Матрица  $\mathbf{S}$  в (3) называется матрицей рассеяния. Матрица рассеяния определяется геометрией структуры, оптическими свойствами материалов и параметрами падающего излучения [13–18]. Однородная система уравнений

$$\mathbf{S}^{-1} \begin{bmatrix} \mathbf{R} \\ \mathbf{T} \end{bmatrix} = 0 \quad (4)$$

описывает моды структуры. При фиксированной геометрии структуры матрица  $\mathbf{S}$  является функцией частоты  $\omega$  и константы распространения  $k_x$ :  $\mathbf{S} = \mathbf{S}(\omega, k_x)$ . Построение дисперсионных зависимостей  $k_x = k_x(\omega)$  основано на решении дисперсионного уравнения

$$1 / \det \mathbf{S}(\omega, k_x) = 0. \quad (5)$$

Таким образом, при фиксированной константе распространения моды, частоты являются полюсами матрицы рассеяния  $\mathbf{S}$  [13–15]. В данной работе константа распространения рассматривается как действительная функция комплексной частоты [15]. При этом строится аналитическое продолжение  $\mathbf{S} = \mathbf{S}(\omega, k_x)$  как функции от  $\omega$ . Отметим, что при построении аналитического продолжения, функция  $\mathbf{S}(\omega, k_x)$  получается многозначной [13]. Практический интерес представляют только решения уравнения (5), обладающие малой мнимой частью  $\omega$  (то есть находящиеся в окрестности прямой  $\text{Im } \omega = 0$ ). Для получения таких решений в большинстве случаев достаточно рассматривать однозначную функцию  $\mathbf{S}(\omega, k_x)$ , являющуюся аналитической в окрестности прямой  $\text{Im } \omega = 0$  [13]. Распределение поля, соответствующее рассматриваемой моде, определяется из решения однородной системы (4).

На рис. 3, 4 представлены рассчитанные дисперсионные кривые для ненамагниченной ( $g = 0$  в (1)) и намагниченной структур, соответственно. Кривые получены численным решением уравнения (5). Каждая кривая на рис. 3, 4 описывает моду. Точками  $A_i, B_i, C_i, i = 1, 2$  на рис. 4 отмечены пересечения дисперсионных кривых с прямой  $k_x = 0$ . Ординаты отмеченных точек соответствуют частотам, при которых моды могут возбудиться при нормальном падении света на структуру. Отметим, что дальнейшее исследование резонансов проводится при нормальном падении и при малых углах падения. Поэтому дисперсионные кривые на рис. 3, 4 приведены не во всей первой зоне Бриллюэна  $k_x \in [-\pi/d, \pi/d]$ , а только в центральной её части.

Сравнивая дисперсионные кривые на рис. 3 и 4, можно отметить следующую интересную особенность. Естественно предположить, что при малых значениях  $g$  дисперсионные кривые мод намагниченной структуры будут близки либо к законам дисперсии ТЕ-мод, либо к законам дисперсии ТМ-мод ненамагниченной структуры. Действительно, дисперсионные кривые на рис. 3, 4 близки по форме и только несколько смещены по частоте (величины смещения резонансов  $A_i, B_i, C_i, i = 1, 2$  и их частоты и длины волн приведены в таблице 1). В работах [11, 12] говорилось о модах ТЕ- и ТМ- типов намагниченной структуры в предположении близости их законов дисперсии к модам ненамагниченной структуры. В то же время, как показывает рис. 4, данное предположение не всегда выполняется. На дисперсионных кривых для рассматриваемой намагниченной структуры возникло расщепление мод (увеличенный фрагмент на рис. 4). На рис. 3 кривые ТЕ- и ТМ-мод ненамагниченной структуры пересекаются

в окрестности  $k_x = \pm 0,02\pi/d$ . При намагничивании данные кривые расщепляются в окрестности точки пересечения и образуют моды намагниченной структуры. Таким образом, дисперсионные кривые мод намагниченной структуры могут одновременно содержать фрагменты, соответствующие кривым ТЕ- и ТМ-мод ненамагниченной структуры. При увеличении  $g$  указанные расщепления начинают проявляться и для кривых мод, содержащих точки

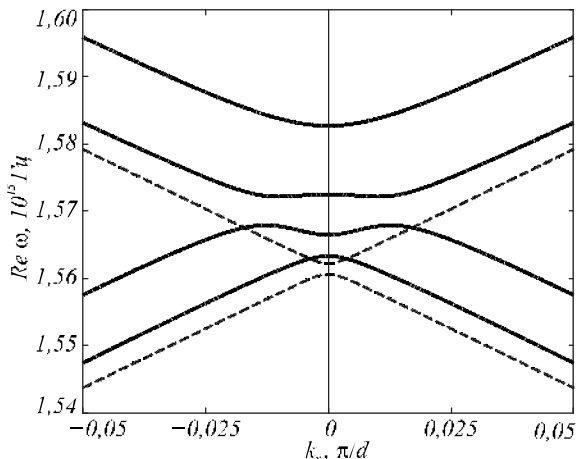


Рис. 3. Дисперсионные кривые мод ненамагниченной структуры (пунктирные линии — ТЕ-моды; непрерывные линии — ТМ-моды)

$A_1, B_2$  в окрестности  $k_x = \pm 0,005\pi/d$ . О модах ТЕ- и ТМ-типов в намагниченной структуре можно говорить лишь в пределах некоторых интервалов. В окрестности прямой  $k_x = 0$  дисперсионные кривые, содержащие точки  $A_1, A_2$ , представляют моды ТЕ-типа. Соответственно дисперсионные кривые, содержащие точки  $B_1, B_2, C_1, C_2$  представляют в окрестности прямой  $k_x = 0$  моды ТМ-типа.

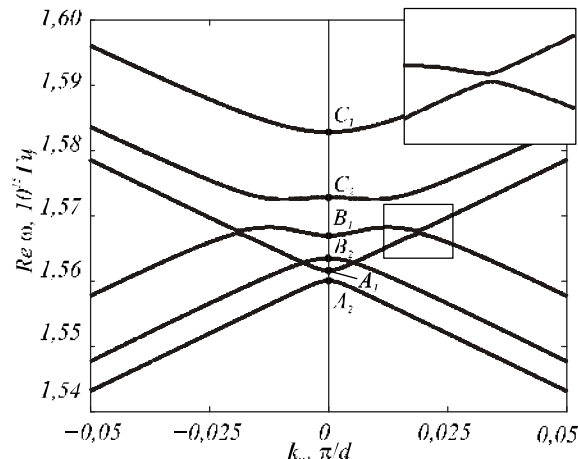


Рис. 4. Дисперсионные кривые мод намагниченной структуры. Увеличенный фрагмент показывает расщепление дисперсионных кривых мод ТЕ- и ТМ-типа

Таблица 1. Частота, эквивалентная длина волны и величина смещения резонансов

	$A_1$	$A_2$	$B_1$	$B_2$	$C_1$	$C_2$
$Re \omega(0), 10^{15} \text{ Гц}$	1,5622	1,5606	1,5665	1,5633	1,5827	1,5725
$Re \lambda(0), \text{ нм}$	1205,77	1207,00	1202,46	1204,92	1190,15	1197,87
$ \text{Re} \lambda(g) - \text{Re} \lambda(0) , \text{ нм}$	-0,46	-0,39	0,40	0,16	0,08	0,25

Вернёмся к рассмотрению резонансов на рис. 2. Для этого сравним положения магнитооптических резонансов, отмеченных буквами на рис. 2, с точками  $A_i, B_i, C_i, i = 1, 2$  на дисперсионных кривых намагниченной структуры на рис. 4. Для случая падения волны с ТЕ-поляризацией получим следующее соответствие:

$$A^{\text{TE}} \leftrightarrow A_1; B^{\text{TE}} \leftrightarrow B_1; C^{\text{TE}} \leftrightarrow C_1. \tag{6}$$

Для волны с ТМ-поляризацией соответствие имеет вид:

$$A^{\text{TM}} \leftrightarrow A_2; B^{\text{TM}} \leftrightarrow B_2; C^{\text{TM}} \leftrightarrow C_2. \tag{7}$$

Соответствия (6), (7) выполняются с большой точностью: расстояние между магнитооптическими резонансами на рис. 2 и точками дисперсионных кривых на рис. 4 по длине волны не превосходят 0,1 нм.

Соответствия  $A^{\text{TE}} \leftrightarrow A_1$  в (6) и  $B^{\text{TM}} \leftrightarrow B_2, C^{\text{TM}} \leftrightarrow C_2$  в (7) показывают, что магнитооптические резонансы первого типа на рис. 2, заключающиеся в смещении резонансов при изменении намагниченности, обусловлены возбуждением мод структуры, у

которых тип поляризации совпадает с поляризацией падающей волны. Указанные резонансы вызваны смещением дисперсионных кривых вследствие намагничивания.

Соответствия  $B^{\text{TE}} \leftrightarrow B_1, C^{\text{TE}} \leftrightarrow C_1$  в (6) и  $A^{\text{TM}} \leftrightarrow A_2$  в (7) показывают, что магнитооптические резонансы второго типа обусловлены возбуждением мод с поляризацией отличной от поляризации падающей волны. Отметим, что частный случай резонансов второго типа был рассмотрен в работах [11, 12], где исследовались квазиволноводные ТЕ-моды, возбуждаемые падающей волной с ТМ-поляризацией.

**Симметрия мод при нормальном падении света**

Соответствиями (6) и (7) объяснены все резонансы на рис. 2. Однако не всем модам намагниченной структуры (рис. 4) соответствуют резонансы в спектрах на рис. 2. Например, в ТЕ-спектре при нормальном падении отсутствуют резонансы, соответствующие точкам  $A_2, B_2, C_2$  на дисперсионных кривых (рис. 4), а в ТМ-спектре отсутствуют резонансы, соответствующие точкам  $A_1, B_1, C_1$ .

Указанные факты могут быть объяснены из соображений симметрии. Будем называть моду чётной, если поперечные компоненты полей  $\mathbf{E}_{\parallel} = (E_x, E_y)$ ,  $\mathbf{H}_{\parallel} = (H_x, H_y)$  являются чётными функциями по переменной  $x$ , то есть

$$\mathbf{E}_{\parallel}(x) = \mathbf{E}_{\parallel}(-x), \mathbf{H}_{\parallel}(x) = \mathbf{H}_{\parallel}(-x). \quad (8)$$

Соответственно, будем называть моду нечётной, если

$$\mathbf{E}_{\parallel}(x) = -\mathbf{E}_{\parallel}(-x), \mathbf{H}_{\parallel}(x) = -\mathbf{H}_{\parallel}(-x). \quad (9)$$

Рассмотрим сначала немагнитичную структуру.

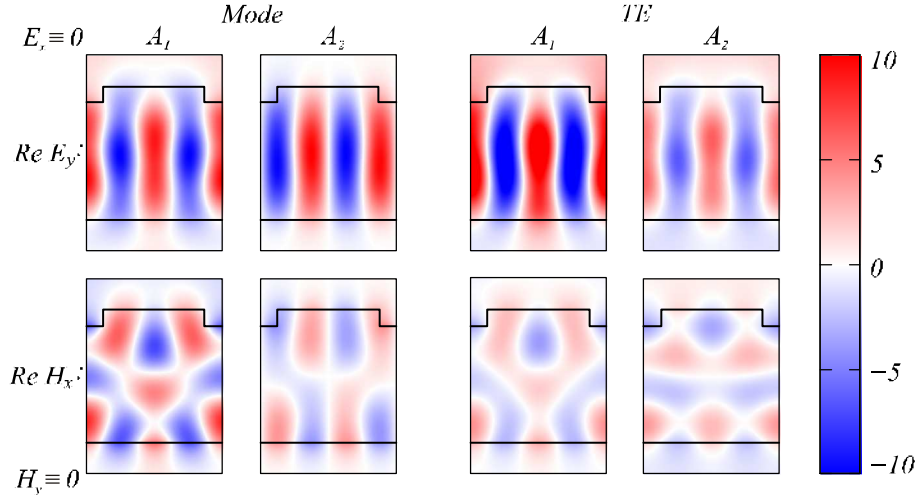


Рис. 5. Немагнитичная структура: распределение полей мод  $A_1$  и  $A_2$  (столбцы 1, 2); распределения поля в структуре, формируемые при падении ТЕ-волн с частотами возбуждения мод  $A_1$ ,  $A_2$  (столбцы 3, 4)

Рассматриваемая структура (рис. 1) при отсутствии намагнитичности является симметричной, поэтому распределение поля при нормальном падении в ней может быть только симметричным (чётным). Следовательно, при нормальном падении волны в такой структуре можно возбудить только симметричные (чётные) моды с поляризацией, соответствующей поляризации падающей волны. Такими являются мода  $A_1$  для падающей ТЕ-волны и моды  $B_2, C_2$  для падающей ТМ-волны. Расчётные распределения поля в структуре, формируемые при падении ТЕ-волн с частотами, соответствующими ТЕ-модам  $A_1$  и  $A_2$ , приведены в правой части рис. 5. Рис. 5 показывает, что мода  $A_1$  действительно возбуждается: распределение поля моды  $A_1$  (рис. 5, 1-ый столбец) хорошо совпадает с распределением поля в структуре при падающей ТЕ-волне с частотой, соответствующей данной моде (рис. 5, 3-ий столбец). Сравнение 2-го и 4-го столбцов на рис. 5 показывает, что мода  $A_2$  не возбуждается. Аналогично, при падении ТМ-волны в структуре также не возбуждаются нечётные моды  $B_1, C_1$ .

**Симметрия мод намагнитичной структуры**

Согласно рис. 2–4, в намагнитичной структуре возбуждаются моды  $A_1, B_2, C_2$ , близкие (в смысле

Для простоты обозначим пересечения дисперсионных кривых немагнитичной структуры (рис. 3) с прямой  $k_x = 0$  точками  $A_i, B_i, C_i, i = 1, 2$  аналогично рис. 4. Для краткости так же будем обозначать и моды, соответствующие этим точкам. На рис. 5 в столбцах 1, 2 приведены расчётные распределения компонент полей ТЕ-мод  $A_1$  и  $A_2$ . Рис. 5 показывает, что ТЕ-мода  $A_1$  является чётной, а ТЕ-мода  $A_2$  — нечётной. Аналогичный расчёт показывает, что ТМ-моды  $B_1, C_1$  являются нечётными, а ТМ-моды  $B_2, C_2$  — чётными.

законов дисперсии) к чётным модам немагнитичной структуры, а также моды  $A_2, B_1, C_1$ , близкие к нечётным модам немагнитичной структуры и имеющие тип поляризации, отличной от поляризации падающей волны. Возбуждению мод  $A_1, B_2, C_2$  соответствуют магнитооптические эффекты 1-го типа, а возбуждению мод  $A_2, B_1, C_1$  — эффекты 2-го типа.

Для объяснения этих фактов проведем анализ структуры мод в намагнитичной структуре.

Во-первых, отметим, что в намагнитичной структуре каждая из мод  $A_i, B_i, C_i, i = 1, 2$  обладает компонентами обеих поляризаций. Рассмотрим изменение распределений полей мод при намагнитивании структуры на примере мод  $A_1, A_2$  (рис. 6, столбцы 1, 2). Сравнивая столбцы 1, 2 на рис. 5, 6, видим, что компоненты поля  $E_y, H_x$  (ТЕ-компоненты), присутствовавшие в модах немагнитичной структуры, практически не изменились. В то же время в намагнитичной структуре у мод появились компоненты  $E_x, H_y$  (ТМ-компоненты). При этом, если ТЕ-компоненты моды являются чётными, то ТМ-компоненты будут нечётными (мода  $A_1$ ). Если ТЕ-компоненты моды являются нечётными, то ТМ-компоненты будут чётными (мода  $A_2$ ). Таким



образом, в случае намагниченной структуры некорректно говорить о чётности магнитооптических мод. О чётности можно говорить лишь относительно ТЕ- или ТМ-компонент полей. Можно показать, что в рассматриваемой намагниченной структуре моды

$A_1, B_1, C_1$  имеют чётные ТЕ-компоненты и нечётные ТМ-компоненты. В то же время моды  $A_2, B_2, C_2$  имеют чётные ТМ-компоненты и нечётные ТЕ-компоненты (рис. 6).

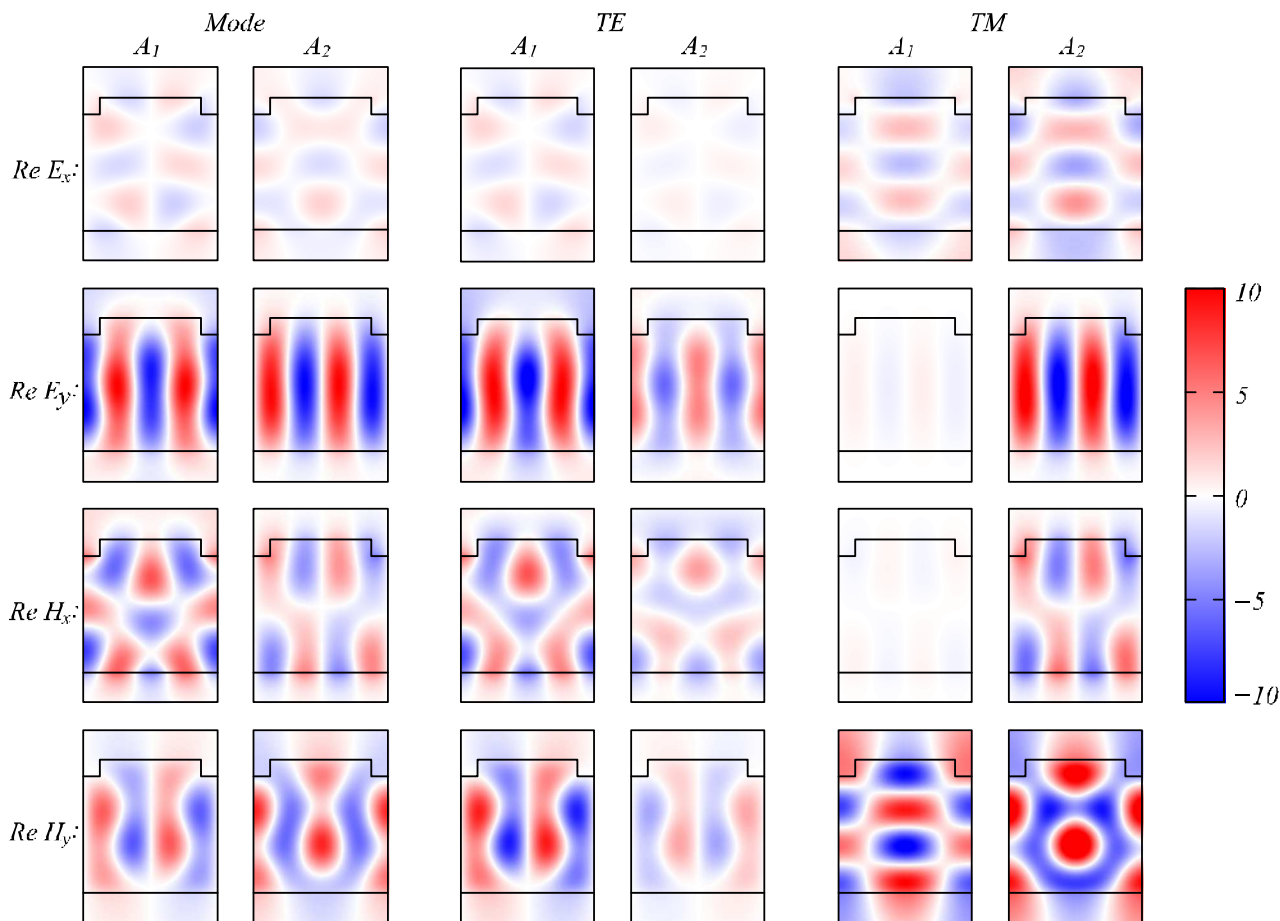


Рис. 6. Намагниченная решётка: распределение поля мод  $A_1$  и  $A_2$  (столбцы 1,2);  
распределения поля в структуре при возбуждении мод  $A_1, A_2$  нормально падающей ТЕ-волной (столбцы 3, 4)  
и нормально падающей ТМ-волной (столбцы 5, 6)

Рассмотрим распределение поля в намагниченной структуре при наличии падающей волны. Из уравнений Максвелла можно получить, что в симметричной периодической структуре с тензором диэлектрической проницаемости (1) компоненты поля удовлетворяют следующим условиям симметрии. Распределения тех компонент поля, поляризация которых совпадает с поляризацией падающей волны, является чётными, а распределение компонент противоположной поляризации, которые появляются в намагниченной структуре вследствие конверсии поляризации, являются нечётными. Указанные условия для распределения поля имеют место только при нормальном падении волны. Для иллюстрации указанных условий рассмотрим расчётные распределения полей в структуре, приведенные в столбцах 3–6 на рис. 6.

В столбцах 3, 4 приведены распределения, формируемые в структуре при падении ТЕ-волн с частотами, соответствующими модам  $A_1$  и  $A_2$ . Сравне-

ние столбцов (1, 3) и (2, 4) показывает, что мода  $A_1$  возбуждается в структуре, а мода  $A_2$  — нет. Действительно, согласно вышесказанному, допустимые распределения поля в структуре при падении ТЕ-волны должны иметь чётные ТЕ-компоненты и нечётные ТМ-компоненты. Этому условию удовлетворяют моды  $A_1, B_1, C_1$ . Соответственно при нормальном падении ТЕ-волны моды  $A_2, B_2, C_2$  не могут возбудиться.

В столбцах 5, 6 приведены распределения, формируемые в структуре при падении ТМ-волн с частотами, соответствующими модам  $A_1$  и  $A_2$ . Допустимые распределения поля в структуре при падении ТМ-волны должны иметь чётные ТМ-компоненты и нечётные ТЕ-компоненты. Этому условию удовлетворяют только моды  $A_2, B_2, C_2$ . Соответственно из сравнения столбцов (2, 6) и (1, 5) можно видеть, что мода  $A_2$  возбуждается в структуре, а мода  $A_1$  — нет.

Таким образом, тот факт, что не всем модам намагниченной структуры соответствуют резонансы в спектрах на рис. 2, объясняется вышеприведенными условиями четности для распределений компонент полей в структуре.

Отметим, что ввиду симметрии структуры при нормальном падении света ни в нулевом отраженном, ни в нулевом прошедшем порядках дифракции структуры не появляются компоненты с поляризацией отличной от поляризации падающей волны. В то же время эти компоненты присутствуют в распределении поля внутри структуры и оказывают значительное влияние на спектр структуры.

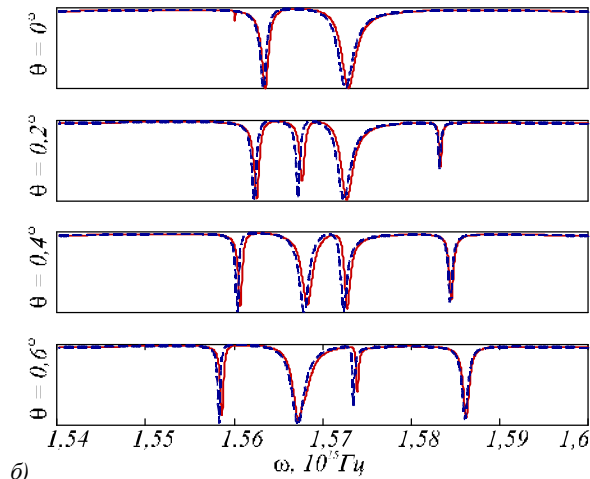
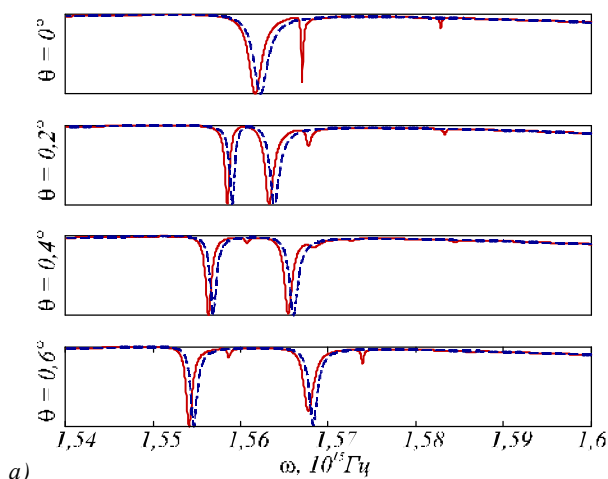


Рис. 7. Спектры пропускания при различных углах падения  $\theta$  :

для падающих волн с ТЕ-поляризацией (а) и ТМ-поляризацией (б)

(спектры намагниченной структуры — непрерывная линия, немагниченной структуры — пунктирная линия)

### Заключение

Рассмотрены магнитооптические эффекты, возникающие при дифракции света на намагниченной диэлектрической структуре, состоящей из дифракционной решетки и однородного слоя. Результаты моделирования показывают, что для обоих типов поляризации падающей волны (ТЕ и ТМ) указанная структура обладает магнитооптическими эффектами, состоящими в резонансном изменении пропускания при изменении намагниченности. Изменение пропускания может достигать 80%.

Рассчитаны дисперсионные кривые мод структуры через вычисление полюсов матрицы рассеяния. Установлено, что спектральные положения магнитооптических резонансов совпадают с условиями возбуждения собственных мод структуры. Показано, что при намагничивании структуры дисперсионные кривые смещаются и дополнительно возникает расщепление дисперсионных кривых.

Магнитооптические резонансы структуры разделены на два типа. Магнитооптические резонансы 1-го типа возникают из-за изменения условий возбуждения мод структуры. Изменение условий возбуждения мод описывается смещением дисперсионных кривых, происходящим при намагничивании струк-

туру. При наклонном падении волны на намагниченную структуру формируемое в структуре поле ввиду нарушения симметрии перестает удовлетворять вышеуказанным условиям четности. На рис. 7 представлены спектры намагниченной и немагниченной структур, рассчитанные при различных значениях угла падения. Рис. 7 показывает, что при наклонном падении в спектрах пропускания начинают появляться резонансы, которые отсутствовали при нормальном падении (рис. 2). При этом смещение резонансов точно описывается дисперсионными кривыми на рис. 3, 4.

Отметим, что в общем случае наклонного падения каждому резонансу 1-го типа в ТЕ-спектре соответствует резонанс 2-го типа в ТМ-спектре и наоборот.

При нормальном падении волны с ТЕ- (ТМ-) поляризацией резонансы 1-го типа соответствуют возбуждению мод, у которых ТЕ- (ТМ-) компоненты поля близки к четным модам немагниченной структуры с такой же поляризацией. Магнитооптические резонансы 2-го типа происходят при возбуждении мод структуры, имеющих тип поляризации «противоположный» поляризации падающей волны. При нормальном падении волны с ТЕ- (ТМ-) поляризацией резонансы 2-го типа соответствуют возбуждению мод, у которых ТМ- (ТЕ-) компоненты поля близки к нечетным модам немагниченной структуры с ТМ- (ТЕ-) поляризацией.

Использованный в работе метод анализа носит общий характер, что позволяет применять его для исследования магнитооптических мод структур более сложного вида, в частности, анализировать влияние намагниченности на условия возбуждения поверхностных плазмонов либо на резонансы, возбуждаемые в щелях решетки.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке российско-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант CRDF PG08-014-1), гранта Президента РФ поддержки ве-

дущих научных школ (НШ-3086.2008.9) и грантов РФФИ 09-07-12147, 09-07-92421, 07-01-96602.

### Литература

- Ebbesen, T. W.** Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays / T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff // *Nature*. — 1998. — Vol. 391, N. 6668. — P. 667–669.
- Bonod, N.** Total absorption of light by lamellar metallic gratings / N. Bonod, G. Tayeb, D. Maestre, S. Enoch, E. Popov // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, N. 20. — P. 15431–38.
- Popov, E.** Comparison of plasmon surface waves on shallow and deep metallic 1D and 2D gratings / E. Popov, N. Bonod, S. Enoch // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, N. 7. — P. 4224–37.
- Lemarchand, F.** Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures / F. Lemarchand, A. Sentenac, H. Giovannini // *Opt. Letters*. — 1998. — Vol. 23, N. 15. — P. 1149–1151.
- Brundrett, D. L.** Effects of modulation strength in guided-mode resonant subwavelength gratings at normal incidence / D. L. Brundrett, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, J. M. Bendickson // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 2000. — Vol. 17, N. 7. — P. 1221–30.
- Bezus, E. A.** Diffraction gratings for generating varying-period interference patterns of surface plasmons / E. A. Bezus, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, I. I. Kadomin // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2008. — Vol. 10, N. 9. — P. 095204.
- Belotelov, V. I.** Magneto-optical effects in the metal-dielectric gratings / V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, E. A. Bezus, D. A. Bykov, A. K. Zvezdin // *Optics Communications*. — 2007. — Vol. 278, N. 1. — P. 104–109.
- Bai, B.** Polarization conversion in resonant magneto-optic gratings / B. Bai, J. Tervo, J. Turunen // *New Journal of Physics*. — 2006. — Vol. 8, N. 9. — P. 205.
- Khanikaev, A. B.** Anomalous faraday effect of a system with extraordinary optical transmittance / A. B. Khanikaev, A. V. Baryshev, A. A. Fedyanin, A. B. Granovsky, M. Inoue // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, N. 11. — P. 6612–6622.
- Cho, M. H.** Rigorous approach on diffracted magneto-optical effects from polar and longitudinal gyrotropic gratings / M. H. Cho, Y. Lu, J. Y. Rhee, Y. P. Lee // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, N. 21. — Pp. 16825–16839.
- Белотелов, В. И.** Оптические свойства перфорированных металлодиэлектрических гетероструктур, намагниченных в плоскости / В. И. Белотелов, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, А. Н. Калиш, А. К. Звездин // *Физика твердого тела*. — 2009. — Т. 51, № 8. — С. 1562–1567.
- Belotelov, V. I.** Giant magneto-optical orientational effect in plasmonic heterostructures / V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin // *Optics Letters*. — 2009. — Vol. 34, N. 4. — P. 398–400.
- Tikhodeev, S. G.** Quasiguided modes and optical properties of photonic crystal slabs / S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, T. Ishihara // *Phys. Rev. B*. — 2002. — Jul. — Vol. 66, N. 4. — P. 045102.
- Gippius, N. A.** Optical properties of photonic crystal slabs with an asymmetrical unit cell / N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, T. Ishihara // *Phys. Rev. B*. — 2005. — Jul. — Vol. 72, N. 4. — P. 045138.
- Гиппиус, Н. А.** Применение метода матрицы рассеяния для расчёта оптических свойств метаматериалов / Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев // *Успехи физических наук*. — 2009. — Т. 179, № 9. — С. 1027–1030.
- Nevière, M.** Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator / M. Nevière, E. Popov, R. Reinisch // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1995. — Vol. 12, N. 3. — P. 513–523.
- Marquier, F.** Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes / F. Marquier, J.-J. Greffet, S. Collin, F. Pardo, J.-L. Pelouard // *Opt. Express*. — 2005. — Vol. 13, N. 1. — P. 70–76.
- Collin, S.** Strong discontinuities in the complex photonic band structure of transmission metallic gratings / S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, J.-L. Pelouard // *Phys. Rev. B*. — 2001. — Jan. — Vol. 63, N. 3. — P. 033107.
- Višňovský, Š.** Magneto-optic ellipsometry in exchange-coupled films / Š. Višňovský, K. Postava, T. Yamaguchi, R. Lopusník // *Appl. Opt.* — 2002. — Vol. 41, N. 19. — P. 3950–3960.
- Zvezdin, A. K.** Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials / A. K. Zvezdin, V. A. Kotov. — IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1997. — 386 pp.
- Moharam, M. G.** Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1995. — Vol. 12, N. 5. — P. 1068–1076.
- Moharam, M. G.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, T. K. Gaylord // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1995. — Vol. 12, N. 5. — P. 1077–1086.
- Li, L.** Use of fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures / L. Li // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1996. — Vol. 13, N. 9. — P. 1870–1876.

### References

- Ebbesen, T. W.** Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays / T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, P. A. Wolff // *Nature*. — 1998. — Vol. 391, N. 6668. — P. 667–669.
- Bonod, N.** Total absorption of light by lamellar metallic gratings / N. Bonod, G. Tayeb, D. Maestre, S. Enoch, E. Popov // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, N. 20. — P. 15431–38.
- Popov, E.** Comparison of plasmon surface waves on shallow and deep metallic 1D and 2D gratings / E. Popov, N. Bonod, S. Enoch // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, N. 7. — P. 4224–37.
- Lemarchand, F.** Increasing the angular tolerance of resonant grating filters with doubly periodic structures / F. Lemarchand, A. Sentenac, H. Giovannini // *Opt. Letters*. — 1998. — Vol. 23, N. 15. — P. 1149–1151.
- Brundrett, D. L.** Effects of modulation strength in guided-mode resonant subwavelength gratings at normal incidence / D. L. Brundrett, E. N. Glytsis, T. K. Gaylord, J. M. Bendickson // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 2000. — Vol. 17, N. 7. — P. 1221–30.
- Bezus, E. A.** Diffraction gratings for generating varying-period interference patterns of surface plasmons / E. A. Bezus, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, I. I. Kadomin // *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*. — 2008. — Vol. 10, N. 9. — P. 095204.
- Belotelov, V. I.** Magneto-optical effects in the metal-dielectric gratings / V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, E. A. Bezus, D. A. Bykov, A. K. Zvezdin // *Optics Communications*. — 2007. — Vol. 278, N. 1. — P. 104–109.



8. **Bai, B.** Polarization conversion in resonant magneto-optic gratings / B. Bai, J. Tervo, J. Turunen // *New Journal of Physics*. — 2006. — Vol. 8, N. 9. — P. 205.
9. **Khanikaev, A. B.** Anomalous faraday effect of a system with extraordinary optical transmittance / A. B. Khanikaev, A. V. Baryshev, A. A. Fedyanin, A. B. Granovsky, M. Inoue // *Opt. Express*. — 2007. — Vol. 15, N. 11. — P. 6612–6622.
10. **Cho, M. H.** Rigorous approach on diffracted magneto-optical effects from polar and longitudinal gyrotropic gratings / M. H. Cho, Y. Lu, J. Y. Rhee, Y. P. Lee // *Opt. Express*. — 2008. — Vol. 16, N. 21. — Pp. 16825–16839.
11. **Belotelov, V. I.** Optical properties of perforated metal-dielectric heterostructures magnetized in the plane / V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, A. K. Zvezdin // *Physics of the Solid State*. — 2009. — Vol. 51, N. 8. — P. 1656–1662.
12. **Belotelov, V. I.** Giant magneto-optical orientational effect in plasmonic heterostructures / V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin // *Optics Letters*. — 2009. — Vol. 34, N. 4. — P. 398–400.
13. **Tikhodeev, S. G.** Quasiguidded modes and optical properties of photonic crystal slabs / S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov, N. A. Gippius, T. Ishihara // *Phys. Rev. B*. — 2002. — Jul. — Vol. 66, N. 4. — P. 045102.
14. **Gippius, N. A.** Optical properties of photonic crystal slabs with an asymmetrical unit cell / N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, T. Ishihara // *Phys. Rev. B*. — 2005. — Jul. — Vol. 72, N. 4. — P. 045138.
15. **Gippius, N. A.** The scattering matrix and optical properties of metamaterials / N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev // *Physics-Uspokhi*. — 2009. — Vol. 52, N. 9. — P. 1027–1030.
16. **Nevière, M.** Electromagnetic resonances in linear and nonlinear optics: phenomenological study of grating behavior through the poles and zeros of the scattering operator / M. Nevière, E. Popov, R. Reinisch // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1995. — Vol. 12, N. 3. — P. 513–523.
17. **Marquier, F.** Resonant transmission through a metallic film due to coupled modes / F. Marquier, J.-J. Greffet, S. Collin, F. Pardo, J.-L. Pelouard // *Opt. Express*. — 2005. — Vol. 13, N. 1. — P. 70–76.
18. **Collin, S.** Strong discontinuities in the complex photonic band structure of transmission metallic gratings / S. Collin, F. Pardo, R. Teissier, J.-L. Pelouard // *Phys. Rev. B*. — 2001. — Jan. — Vol. 63, N. 3. — P. 033107.
19. **Višňovský, Š.** Magneto-optic ellipsometry in exchange-coupled films / Š. Višňovský, K. Postava, T. Yamaguchi, R. Lopusník // *Appl. Opt.* — 2002. — Vol. 41, N. 19. — P. 3950–3960.
20. **Zvezdin, A. K.** Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials / A. K. Zvezdin, V. A. Kotov. — IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1997. — 386 pp.
21. **Moharam, M. G.** Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings / M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet, T. K. Gaylord // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1995. — Vol. 12, N. 5. — P. 1068–1076.
22. **Moharam, M. G.** Stable implementation of the rigorous coupled-wave analysis for surface-relief gratings: enhanced transmittance matrix approach / M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann, T. K. Gaylord // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1995. — Vol. 12, N. 5. — P. 1077–1086.
23. **Li, L.** Use of fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures / L. Li // *J. Opt. Soc. Am. A*. — 1996. — Vol. 13, N. 9. — P. 1870–1876.

## INVESTIGATION OF MAGNETO-OPTICAL PROPERTIES OF DIELECTRIC GRATINGS BASED ON THE ANALYSIS OF PARITY AND DISPERSION OF EIGENMODES

*Dmitry Alexandrovich Bykov (engineer, e-mail: bycovd@gmail.com),  
Leonid Leonidovich Doskolovich (leading researcher, e-mail: leonid@smr.ru),  
Victor Alexandrovich Soifer (director, e-mail: ipsi@smr.ru)  
Image Processing Systems Institute of the RAS,  
S. P. Korolyov Samara State Aerospace University*

### Abstract

Magneto-optical (MO) properties of dielectric structure consisting of magnetized binary grating and magnetized homogeneous layer are investigated. The structure is magnetized in-plane perpendicularly to the grating slits. Rigorous modeling revealed a resonance MO effects determined by the relative change in the intensity of the transmitted or reflected light when the sample is magnetized. The MO resonances exist both for TE- and for TM-polarization of incident wave. Structure dispersion curves are computed using the scattering matrix formalism. Magneto-optical effects are explained in terms of excitation of the structure eigenmodes, the positions of resonances are strictly described by structure dispersion curves. The variation of dispersion curves resulted from the structure magnetization is investigated. The eigenmode structures and the condition of the eigenmode excitation are examined. Classification of magneto-optical resonances based on excited mode configurations is proposed.

*Key words:* diffraction grating, magneto-optics, resonance, mode dispersion.

*Поступила в редакцию 14.10.2009 г.*