

ЭКСТРАОРДИНАРНЫЙ МАГНИТООПТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ИЗМЕНЕНИЯ ФАЗЫ ДИФРАКЦИОННЫХ ПОРЯДКОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ РЕШЕТКАХ

Д. А. Быков, Л. Л. Досколович**, В. А. Соифер, Н. Л. Казанский*

*Институт систем обработки изображений Российской академии наук
443001, Самара, Россия*

*Самарский государственный аэрокосмический университет им. академика С. П. Королёва
443086, Самара, Россия*

Поступила в редакцию 8 апреля 2010 г.

Рассмотрен фазовый магнитооптический эффект в периодических дифракционных структурах, состоящий в резонансном изменении фазы дифракционного порядка при изменении величины намагниченности материала структуры. Приведено теоретическое описание эффекта, связанное с резонансным процессом возбуждения собственной моды периодической структуры и с зависимостью частоты моды от намагниченности. Показано, что большой диапазон изменения фазы нулевого порядка дифракции достигается при определенном соотношении величин резонансного и нерезонансного процессов дифракции. Проведено численное моделирование магнитооптических эффектов в диэлектрической дифракционной решетке, образованной периодической системой щелей на однородной подложке. Решетка намагничена в плоскости, вектор намагниченности перпендикулярен щелям решетки. Согласно результатам численного моделирования, величина фазового магнитооптического эффекта в нулевом порядке дифракции в сотни раз превышает аналогичный эффект для однородного намагниченного слоя. Результаты численного моделирования фазовых магнитооптических эффектов подтверждают предложенное теоретическое описание магнитооптического эффекта.

1. ВВЕДЕНИЕ

Материалы с перестраиваемыми оптическими свойствами представляют интерес при создании широкого класса оптических устройств оптоэлектроники, лазерной и волоконной оптики (фильтры, модуляторы, аттенюаторы, мультиплексоры). Среди них следует особо выделить магнитооптические (МО) материалы. Изменение оптических свойств таких материалов может достигаться за счет приложения внешнего магнитного поля [1]. Для однородных пленок из намагниченных материалов величина МО-эффектов является небольшой, что накладывает существенные ограничения на размеры получаемых оптических устройств. Эффективным способом усиления МО-эффектов является использование дифракционных микро- и наноструктур, содержащих периодически структурированные

и однородные слои из намагниченных материалов. МО-эффекты в таких структурах могут на порядки превосходить аналогичные эффекты в однородных пленках [2–8]. В частности, в дифракционных структурах, состоящих из дифракционной решетки и однородного слоя, намагниченного в полярной геометрии, МО-эффекты Фарадея и Керра на порядок превышают соответствующие эффекты для однородных пленок [2–4]. При слое, намагниченном в плоскости, в указанных структурах существуют интенсивные МО-эффекты, состоящие в резонансном изменении интенсивностей отраженных и прошедших порядков дифракции при изменении намагниченности [5–7].

Практический и теоретический интерес представляют дифракционные структуры, позволяющие эффективно управлять не только интенсивностью, но и фазой отраженного или прошедшего света за счет изменения намагниченности [8]. Такие структуры позволили бы вносить в световую волну фазовую за-

*E-mail: bykovd@gmail.com

**E-mail: leonid@smr.ru

держку, управляемую внешним магнитным полем. До настоящего времени МО-эффект изменения фазы исследовался только для однородных магнитных пленок при экваториальной геометрии намагниченности [8]. Согласно [8], изменение фазы отраженной волны для пленки из кобальта составляет около 0.01 рад.

В настоящей работе впервые исследованы фазовые МО-эффекты в периодических дифракционных структурах, состоящие в резонансном изменении фазы дифракционного порядка при изменении величины намагниченности материала структуры. Представлено теоретическое описание указанных резонансов и проведено исследование фазовых МО-эффектов для диэлектрической дифракционной решетки из намагниченного материала. Исследование основано на моделировании дифракции в рамках электромагнитной теории по методу Фурье-мод. Результаты расчетов показывают наличие экстраординарно больших МО-эффектов изменения фазы дифракционных порядков (на два порядка выше, чем для однородного слоя) и полностью согласуются с представленным теоретическим описанием.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ

Как правило, резонансные изменения пропускания и отражения периодической дифракционной структуры связаны с возбуждением собственных мод структуры [5–7, 9–12]. Для расчета дисперсионных зависимостей собственных мод структуры широко используется метод матрицы рассеяния [10–14]. В данной работе расчет собственных мод исследуемой структуры и исследование резонансных МО-эффектов также основаны на этом методе. Приведем определение матрицы рассеяния. 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 [10–17]:

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

где \mathbf{R} и \mathbf{T} — векторы комплексных амплитуд отраженных и прошедших порядков дифракции, а \mathbf{I} и \mathbf{I}' — векторы комплексных амплитуд волн, падающих на структуру сверху и снизу. Предполагается, что направления падающих волн согласованы с на-

правлениями дифракционных порядков. Матрица \mathbf{S} в (1) называется матрицей рассеяния. Матрица рассеяния полностью определяется геометрией структуры, оптическими свойствами материалов и параметрами падающего излучения [10–14]. При заданных геометрии и материалах структуры матрица \mathbf{S} является функцией частоты ω и волнового числа k_x : $\mathbf{S} = \mathbf{S}(\omega, k_x)$. Однородная система уравнений

$$\mathbf{S}^{-1}(\omega, k_x) \begin{bmatrix} \mathbf{R} \\ \mathbf{T} \end{bmatrix} = 0 \quad (2)$$

описывает собственные моды структуры. Вычисление дисперсионных зависимостей $\omega = \omega(k_x)$ или $k_x = k_x(\omega)$ основано на решении дисперсионного уравнения

$$1 / \det \mathbf{S}(\omega, k_x) = 0, \quad (3)$$

которое определяет нетривиальные решения системы (2). В данной работе частота $\omega = \omega(k_x)$ рассматривается как функция действительного волнового числа [12]. Таким образом, частоты мод $\omega(k_x)$ являются полюсами матрицы рассеяния \mathbf{S} [7–9]. В общем случае частоты $\omega(k_x)$ являются комплексными, расчет дисперсионных зависимостей проводится численно [12]. Распределения поля, соответствующие собственным модам, определяются на основе нетривиальных решений однородной системы (2).

Пусть ω_0 — один из полюсов матрицы рассеяния при некотором фиксированном значении k_x . При $\omega = \omega_0$ определитель системы (1) обращается в нуль. Вследствие этого амплитуды дифракционных порядков имеют резонансную особенность при $\omega = \omega_0$. В окрестности каждого полюса ω_0 комплексная амплитуда n -го порядка дифракции (отраженного или прошедшего) имеет вид [11, 18]

$$A(\omega) = a + \frac{b}{\omega - \omega_0}, \quad (4)$$

где a, b — некоторые константы. Для простоты записи в (4) опущен индекс номера дифракционного порядка. Первое слагаемое в (4) описывает нерезонансный процесс рассеяния света на структуре, второе — резонансный процесс, связанный с возбуждением собственной моды структуры. Отметим, что ω в (4) является действительной частотой падающего на структуру света.

При рассмотрении структуры из намагниченного материала выражение (4) принимает вид

$$A(g, \omega) = a(g) + \frac{b(g)}{\omega - \omega_0(g)}, \quad (5)$$

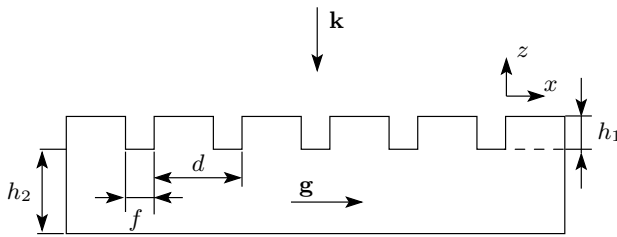


Рис. 1. Бинарная диэлектрическая решетка из намагниченного материала (меридиональная геометрия: вектор намагниченности материала перпендикулярен щелям решетки)

где g — модуль вектора гирации среды (материала структуры), пропорциональный ее намагниченности. Зависимость $a(g)$ в (5) описывает нерезонансные МО-эффекты. Величина этих эффектов в рассматриваемой далее структуре является пренебрежимо малой. Зависимости $\omega_0(g)$ и $b(g)$ описывают изменение частоты резонанса и изменение его величины, происходящие при намагничивании структуры.

Из анализа уравнений Максвелла можно получить, что при нормальном падении плоской волны на симметричную периодическую дифракционную структуру, выполненную из намагниченного материала (меридиональная геометрия), комплексная амплитуда $A(g)$ является четной функцией переменной g . Примером такой структуры является дифракционная решетка, показанная на рис. 1.

В ненамагниченной структуре собственные моды структуры можно разделить на ТЕ-моды и ТМ-моды. При этом падающая волна с ТЕ-поляризацией может возбудить только ТЕ-моды, а волна с ТМ-поляризацией — только ТМ-моды структуры. В намагниченной структуре (при малых g) можно также говорить о модах ТЕ- и ТМ-типов в смысле близости законов дисперсии этих мод к ТЕ- и ТМ-модам ненамагниченной структуры [6, 7]. При этом падающая волна с ТЕ- или с ТМ-поляризацией может возбудить в намагниченной структуре как ТЕ-моду, так и ТМ-моду.

В зависимости от поляризации возбуждаемых мод МО-резонансы в намагниченной структуре можно разделить на два типа [7]. МО-резонансы первого типа обусловлены возбуждением тех мод структуры у которых поляризация совпадает с поляризацией падающей волны. В данном случае в выражении (5) $b(0) \neq 0$.

Если в отсутствие намагниченности (при $g = 0$) резонанс в структуре отсутствует, то $b(0) = 0$. Этот

случай соответствует МО-резонансам второго типа, которые связаны с возбуждением тех мод структуры, у которых поляризация отлична от поляризации падающей волны [5–7].

Рассмотрим МО-эффекты, возникающие при намагничивании структуры. В работах [5–7] был рассмотрен МО-эффект резонансного изменения интенсивности нулевого порядка дифракции при намагничивании материала структуры (интенсивностный эффект). Интенсивностный МО-эффект описывается величиной

$$I(g, \omega) = |A(g, \omega)|^2 - |A(0, \omega)|^2. \quad (6)$$

Ввиду комплексности величин a , b и ω_0 в (5), одновременно с резонансным изменением интенсивности порядков дифракции при намагничивании структуры должна резонансно изменяться и фаза порядков дифракции. Величина соответствующего МО-эффекта (изменения фазы при намагничивании структуры) может характеризоваться величиной

$$\Delta\varphi(g, \omega) = \arg A(g, \omega) - \arg A(0, \omega). \quad (7)$$

Отметим, что величины $A(g, \omega)$ в выражениях (6), (7) в общем случае обозначают комплексную амплитуду некоторого рассматриваемого (не обязательно нулевого) отраженного или прошедшего порядка дифракции. Наибольший практический интерес представляют такие резонансы, для которых фазовый МО-эффект (7) является большим, а интенсивность дифракционного порядка остается постоянной.

Исследуем возможность существования таких «фазовых резонансов». Далее будем рассматривать резонансы первого типа. Наибольшее изменение комплексной амплитуды дифракционного порядка (5) происходит в окрестности частоты $\omega = \text{Re } \omega_0(g)$. Соответственно изменение величины резонанса на данной частоте вследствие изменения намагниченности главным образом зависит от изменения величины $\text{Re } \omega_0(g)$. В первом приближении пренебрежем в выражении (5) зависимостью от g величин $b(g)$ и $\text{Im } \omega_0(g)$ и представим комплексную амплитуду дифракционного порядка в виде

$$\begin{aligned} A(g, \omega) &\approx \\ &\approx a + \frac{b}{\omega - \text{Re}[\omega_0(0) + \Delta\omega_0(g)] - i \text{Im } \omega_0(0)} = \\ &= a + \frac{b}{\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g) - \omega_0(0)} = \\ &= A(\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g)), \quad (8) \end{aligned}$$

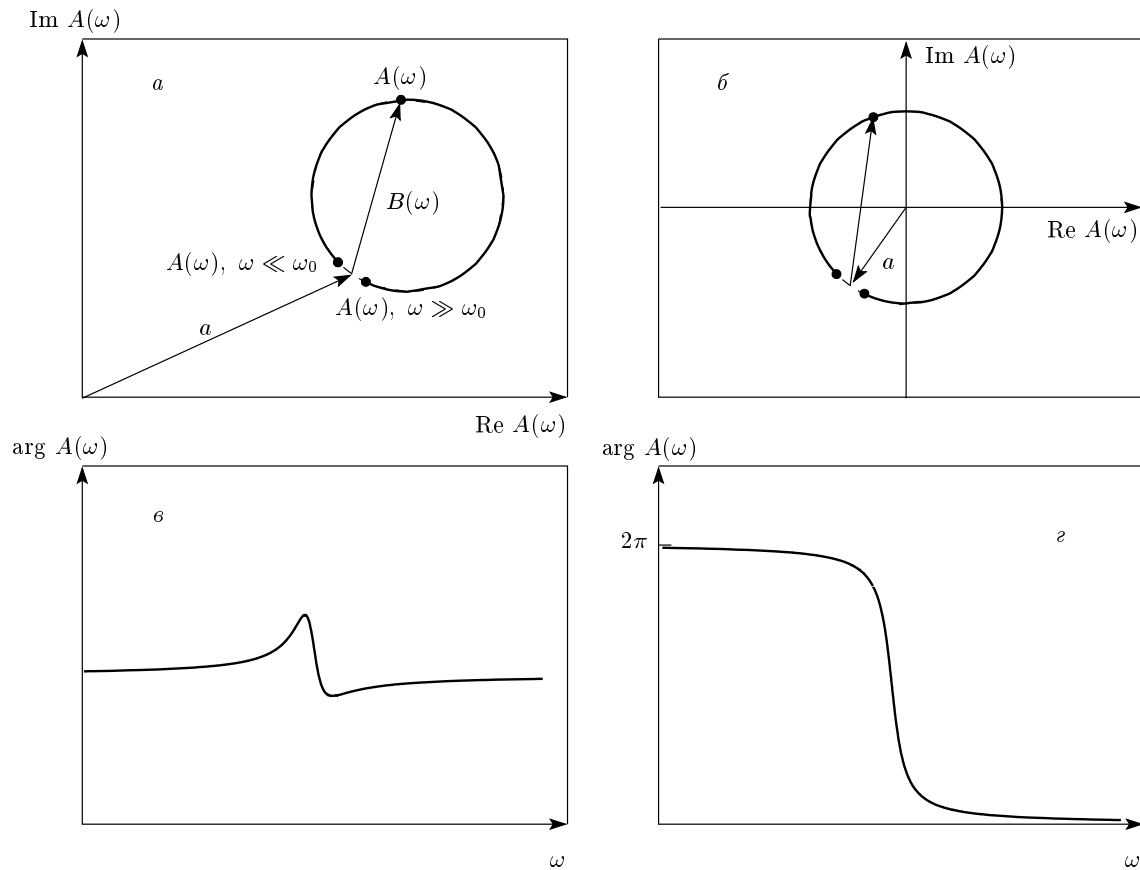


Рис. 2. а) Общий случай резонанса: комплексная амплитуда складывается из нерезонансной части a и резонансной части $B(\omega)$. б) Случай резонанса с постоянным модулем комплексной амплитуды дифракционного порядка. в и г) Характерные фазы $\arg A(\omega)$ порядка дифракции соответственно для резонансов а и б

где $\text{Re } \Delta\omega_0(g)$ — величина смещения действительной части комплексной частоты резонанса при намагничивании, а $A(\omega)$ определяется из соотношения (4) для резонанса структуры из немагнитного материала. При сделанных предположениях величины МО-эффектов (выражения (6) и (7)) можно приближенно записать в виде

$$I(g, \omega) \approx |A(\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g))|^2 - |A(\omega)|^2 \approx -\text{Re } \Delta\omega_0(g) \frac{d}{d\omega} |A(\omega)|^2, \quad (9)$$

$$\Delta\varphi(g, \omega) = \arg A(\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g)) - \arg A(\omega) \approx -\text{Re } \Delta\omega_0(g) \frac{d}{d\omega} \arg A(\omega). \quad (10)$$

Согласно (8), намагничивание структуры (при малых g) описывается смещением резонанса немагнитной структуры по частоте. Это позволяет вместо рассмотрения комплексной амплитуды

$A(g, \omega)$ как функции g рассматривать функцию частоты $A(\omega)$ (4). Согласно (9), (10), вопрос о существовании фазовых резонансов сводится к вопросу о существовании таких параметров a, b резонанса (4), что

$$|A(\omega)| = \text{const}, \quad \frac{d}{d\omega} \arg A(\omega) \neq 0.$$

Рассмотрим геометрическое место точек $A(\omega)$ на комплексной плоскости при различных значениях частоты ω . В общем случае точки $A(\omega)$ лежат на окружности, сдвинутой относительно начала координат (рис. 2а). Действительно, несложно показать, что уравнение (4) при постоянных a, b определяет окружность на комплексной плоскости. На рис. 2а символами a и $B(\omega)$ обозначены радиус-векторы, соответствующие нерезонансному и резонансному слагаемым в (4). Отметим, что при $\omega \gg \text{Re } \omega_0$ и $\omega \ll \text{Re } \omega_0$ влияние резонанса мало в том смысле, что $B(\omega) \approx 0$ и $A(\omega) \approx a$. На рис. 2а начало координат лежит снаружи окружности, образованной зна-

чениями $A(\omega)$. В этом случае диапазон изменения фазы дифракционного порядка относительно невелик; характерный вид зависимости фазы от частоты представлен на рис. 2в. Если же начало координат попадает внутрь окружности (рис. 2б), то диапазон изменения фазы $\arg A(\omega)$ будет близок к 2π . Характерная зависимость $\arg A(\omega)$ в этом случае имеет вид, показанный на рис. 2г. Совместив центр окружности с началом координат, можно добиться выполнения требуемого условия $|A(\omega)| = \text{const}$. Центр окружности находится в начале координат при

$$b = a \cdot 2i \text{Im} \omega_0. \quad (11)$$

В этом случае из выражений (4) и (11) получим

$$A(\omega) = a \frac{\omega - \omega_0^*}{\omega - \omega_0} = \frac{a}{|\omega - \text{Re} \omega_0 + i \text{Im} \omega_0|^2} \times (\omega - \text{Re} \omega_0 + i \text{Im} \omega_0)^2. \quad (12)$$

Согласно (12), представим величину фазового МО-эффекта (10) в виде

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(g, \omega) &\approx \arg A(\omega - \text{Re} \Delta\omega_0(g)) - \arg A(\omega) = \\ &= 2 \arctg \frac{\text{Im} \omega_0}{\omega - \text{Re} \Delta\omega_0(g) - \text{Re} \omega_0} - \\ &\quad - 2 \arctg \frac{\text{Im} \omega_0}{\omega - \text{Re} \omega_0}. \end{aligned} \quad (13)$$

Дифференцируя выражение (13) по частоте и приравнявая производную к нулю, получим, что МО-эффект (7), (13) максимален при частоте

$$\omega = \text{Re} \left[\omega_0(0) + \frac{\Delta\omega_0(g)}{2} \right] = \text{Re} \frac{\omega_0(0) + \omega_0(g)}{2}. \quad (14)$$

Формулы (8)–(14) показывают возможность существования больших фазовых МО-эффектов (7) при постоянной интенсивности порядка дифракции. Напомним, что формулы (8)–(14) получены в предположении, что величины $b(g)$ и $\text{Im} \omega_0(g)$ в (5) слабо зависят от g . Если отказаться от указанных предположений, то вместо окружности на рис. 2а,б будет получаться некоторая замкнутая линия (некоторым образом деформированная окружность). Вследствие этого при расчете структур, обладающих указанным МО-эффектом, можно требовать лишь минимизации зависимости интенсивности порядка дифракции от намагниченности.

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО МО-ЭФФЕКТА

Для исследования возможности получения больших по величине фазовых МО-эффектов вида (7)

была выбрана дифракционная решетка из намагниченного материала (см. рис. 1). Решетка образована периодической системой прямоугольных щелей на однородной подложке. Вектор намагниченности лежит в плоскости решетки и направлен перпендикулярно щелям решетки (меридиональная геометрия намагниченности). Ранее в подобных структурах были исследованы только интенсивностные МО-эффекты вида (6) [5–7]. В качестве материала структуры рассматривался висмут-замещенный диспрозиевый феррит-гранат ($\text{Bi}_{2.2}\text{Dy}_{0.8}\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) [1]. Диэлектрическая проницаемость в этом случае описывается следующим тензором:

$$\epsilon = \begin{bmatrix} \epsilon & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon & ig \\ 0 & -ig & \epsilon \end{bmatrix}. \quad (15)$$

В области ближнего ИК-диапазона в окрестности $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Гц (при длине волны $\lambda \approx 1200$ нм), параметры тензора (15) принимают следующие значения $\epsilon = 5.06 + 4.3 \cdot 10^{-4}i$, $g = 0.015 - 3 \cdot 10^{-5}i$. Приведенное значение g будем далее обозначать символом g_0 , понимая под ним максимальную намагниченность материала структуры.

Для моделирования дифракции света на рассматриваемой структуре (см. рис. 1) использовался метод Фурье-мод [15–17]. В качестве геометрических параметров решетки (рис. 1) использовались следующие значения: период $d = 2200$ нм, глубина щелей $h_1 = 700$ нм, ширина щелей $f = 1370$ нм, толщина подложки $h_2 = 6430$ нм. Указанные значения параметров были получены в результате оптимизации по следующему критерию:

$$w_1 \min_g |A_0(g)| + w_2 \min_g |A_0(g)| / \max_g |A_0(g)| + w_3 |\arg A_0(g_0) - \arg A_0(0)| \rightarrow \max, \quad (16)$$

где $w_i > 0$, $i = 1, 2, 3$ — весовые коэффициенты, $|A_0(g)|$, $\arg A_0(g)$ — модуль и фаза нулевого прошедшего порядка дифракции при величине намагниченности g . Первое слагаемое в (16) максимизирует интенсивность нулевого прошедшего дифракционного порядка $T(g) = |A_0(g)|^2$, второе слагаемое ответственно за равномерность интенсивности в зависимости от g , третье слагаемое максимизирует диапазон изменения фазы. Оптимизация проводилась для нормально падающей волны с ТМ-поляризацией при частоте $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Гц.

На рис. 3 для решетки с указанными выше параметрами представлен расчетный график зависимости интенсивности и изменения фазы (7) нулевого прошедшего порядка дифракции от величины

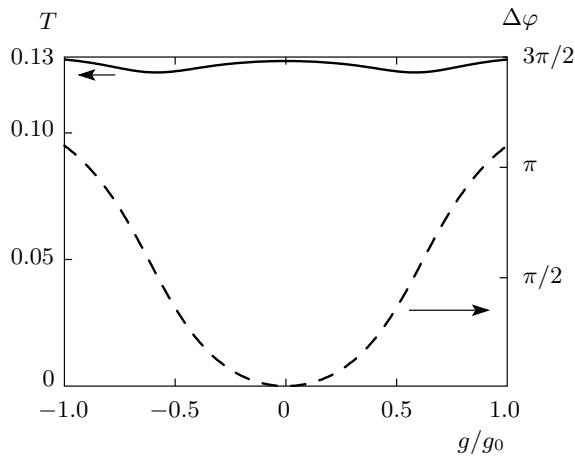


Рис. 3. Интенсивность (сплошная линия) и изменение фазы нулевого прошедшего порядка дифракции (штриховая линия) в зависимости от величины намагниченности ($g_0 = 0.015 - 3 \cdot 10^{-5} i$) при нормальном падении ТМ-поляризованной волны и частоте $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Гц (длина волны $\lambda \approx 1200$ нм)

$g \in [-g_0, g_0]$. Отметим, что ввиду симметрии рассматриваемой структуры, поляризация нулевого порядка дифракции совпадает с поляризацией падающей волны.

Из рис. 3 видно, что фаза нулевого прошедшего порядка дифракции изменяется в диапазоне $[0; \pi]$ при фактически постоянном пропускании $T(g) \approx 0.126$. Для сравнения отметим, что для однородного намагниченного слоя изменение фазы (7) составляет примерно 0.0006 рад (для слоя эффект наблюдается при ТЕ-поляризации падающей волны [8]). Данная величина эффекта (7) получается при оптимизации толщины слоя в диапазоне до толщины решетки на рис. 1. При полярной геометрии намагниченности, когда вектор намагниченности перпендикулярен слою, МО-эффект (7) для слоя удается увеличить до 0.01 рад. Таким образом, величина МО-эффекта на рис. 3 для рассматриваемой дифракционной решетки более чем в 300 раз превышает аналогичный эффект для однородного намагниченного слоя.

На рис. 4а представлена зависимость интенсивности нулевого прошедшего порядка дифракции от частоты при двух значениях намагниченности ($g = 0$ и $g = g_0$). На рис. 4б изображена зависимость от частоты изменения фазы (7) нулевого прошедшего порядка дифракции. На графиках виден ряд резонансов, часть из которых (например, B_1, B_2, C) проявляются одновременно в резком изме-

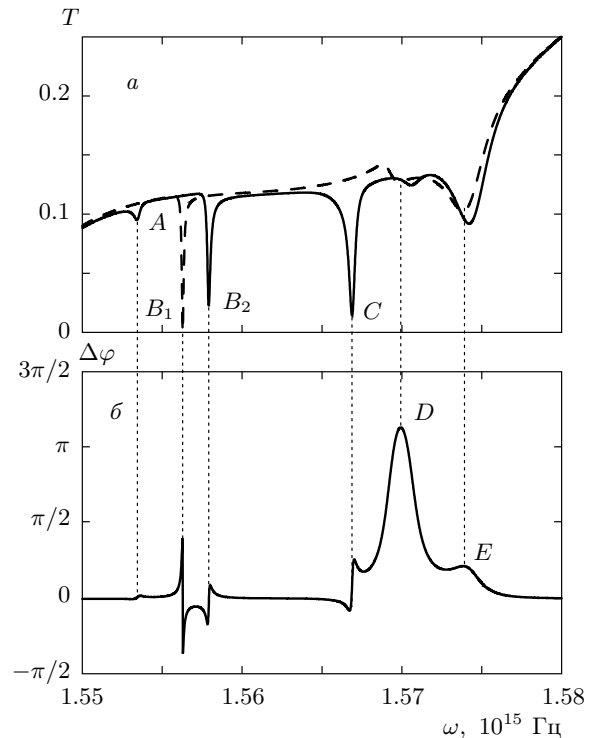


Рис. 4. Зависимости интенсивности (а) и изменения фазы (б) нулевого прошедшего порядка дифракции от частоты (намагниченная структура — сплошная линия, ненамагниченная структура — штриховая линия)

нению интенсивности и фазы порядка дифракции. Интересующий нас фазовый резонанс наблюдается в окрестности расчетной частоты $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Гц и обозначен буквой D на графике изменения фазы.

Проверим насколько данный резонанс ($\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Гц) соответствует теоретическому описанию из предыдущего раздела. Во-первых, отметим, что интенсивность дифракционного порядка как функция частоты является примерно постоянной в окрестности резонанса D . Данный результат согласуется с формулой (8), в соответствии с которой независимость интенсивности в резонансе от намагниченности g (см. рис. 3) влечет независимость интенсивности от частоты в некоторой окрестности резонанса. На рис. 5а для рассматриваемого фазового резонанса на комплексной плоскости отмечены два семейства точек, соответствующих комплексным амплитудам нулевого прошедшего порядка дифракции при изменении частоты и намагниченности. Черными точками отмечены значения комплексной амплитуды, полученные при фиксированной частоте (соответствующей частоте резонанса)

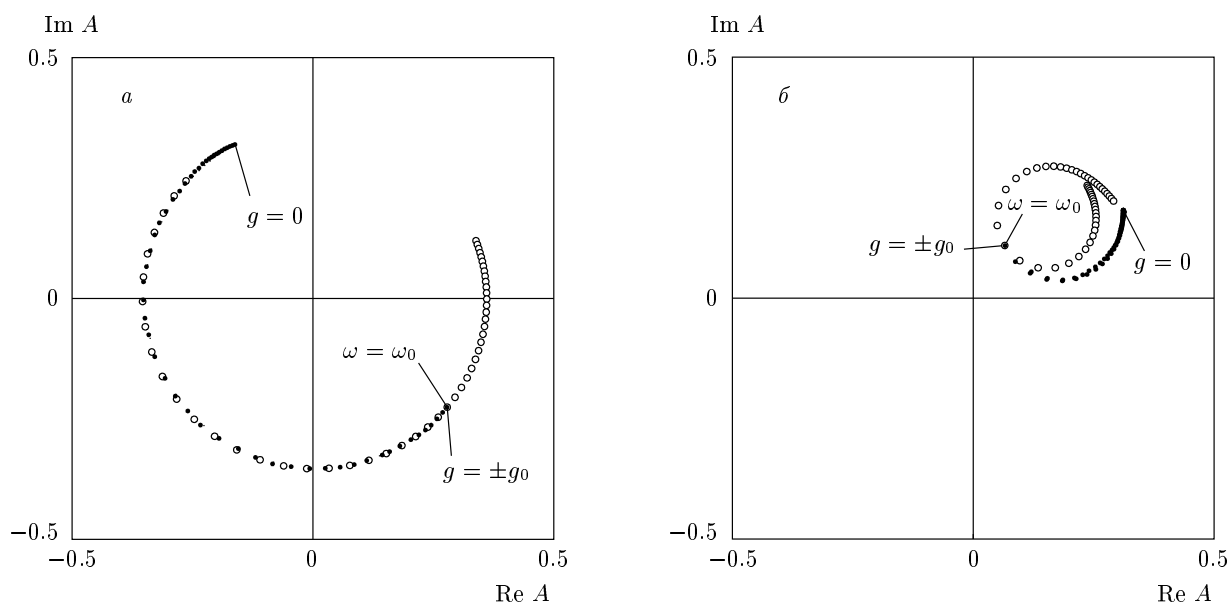


Рис. 5. Зависимости комплексной амплитуды нулевого прошедшего порядка дифракции от намагниченности (●) и частоты (○) для фазового резонанса D при $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Гц (a) и для резонанса C при $\omega = 1.567 \cdot 10^{15}$ Гц (b)

и различных значениях намагниченности из диапазона $g \in [-g_0, g_0]$. Светлым точкам соответствуют комплексные амплитуды, полученные при фиксированной намагниченности $g = g_0$ и различных частотах в окрестности частоты резонанса. Тот факт, что два указанных семейства точек находятся на одной и той же кривой, близкой по форме к окружности с центром в начале координат, подтверждает формулы (8), (12).

Напомним, что формула (8) описывает резонансы первого типа, к которому также относятся резонансы B_1 , B_2 и E на рис. 4. Результаты исследования данных резонансов тоже хорошо согласуются с формулой (8). Отметим, что в окрестности резонанса E интенсивность дифракционного порядка близка к постоянной величине. Это означает, что резонанс E (как и резонанс D) соответствует случаю, показанному выше на рис. 2б. Небольшая величина МО-эффекта (7) для резонанса E обусловлена малым значением смещения $\text{Re } \Delta\omega_0(g)$ при намагничивании (см. формулу (10)). Приведенные ниже результаты расчета зависимостей частот резонансов от g показывают, что для резонанса D величина смещения $\text{Re } \Delta\omega_0(g)$ на порядок больше, чем для резонанса E .

Резонансы A , C на рис. 4 являются резонансами второго типа и соответствуют возбуждению мод ТЕ-типа в намагниченной структуре при падающей

волне с ТМ-поляризацией [5–7]. Для указанных резонансов соотношение (8) неприменимо. В качестве примера на рис. 5б приведены зависимости комплексной амплитуды нулевого прошедшего порядка дифракции от частоты и намагниченности для резонанса C . Комплексные амплитуды, соответствующие изменению намагниченности и частоты, находятся на разных кривых (см. рис. 5б). Соответственно, изменение резонанса при изменении намагниченности не описывается смещением по частоте. Отметим, что начало координат для данного резонанса не лежит внутри кривой, формируемой точками на рис. 5б. Вследствие этого профиль фазы также имеет характерный вид, показанный на рис. 2в.

Исследуем зависимость величины смещения частоты резонанса от намагниченности, $\Delta\omega_0(g)$. Как отмечено выше, ввиду симметрии исследуемой структуры, функция $\Delta\omega_0(g)$ является четной функцией своего аргумента и, следовательно, зависимость $\Delta\omega_0(g)$ при малых g можно считать квадратичной. Для более точного определения вида зависимости $\Delta\omega_0(g)$ был использован метод матрицы рассеяния [10–12]. С использованием данного метода были рассчитаны комплексные частоты, соответствующие резонансам исследуемой структуры при различных значениях намагниченности. Соответствующие зависимости $\text{Re } \omega(g)$ представлены на рис. 6. Интересно отметить, что кривые $\text{Re } \omega(g)$ на рис. 6 по ви-

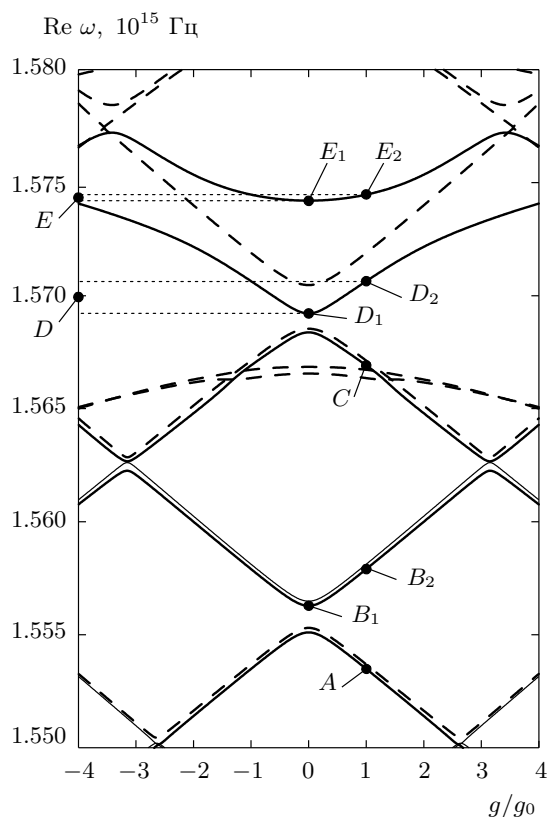


Рис. 6. Действительная часть комплексной частоты мод структуры в зависимости от намагниченности g (штрихами отмечены невозбуждающиеся моды либо моды, не оказывающие влияния на спектр)

ду похожи на дисперсионные зависимости $\omega = \omega(k_x)$ для собственных мод структуры (см., например, работы [7, 10]). В частности, на рис. 6 присутствуют характерные расщепления «дисперсионных кривых» $\omega = \omega_0(g)$. Кроме того, из рис. 6 следует, что зависимость смещения действительной части частоты мод от намагниченности описывается квадратичной функцией лишь при малых значениях g . При больших значениях g , сравнимых с g_0 , зависимость становится близкой к линейной.

Положения резонансов A, B_1, B_2, C на рис. 4 с высокой точностью совпадают с точками дисперсионных кривых при $g = 0$ (резонанс B_1) и $g = g_0$ (резонансы A, B_2, C) на рис. 6. Положения указанных резонансов на рис. 6 отмечены соответствующими буквами. Резонансам D, E на рис. 4 соответствует по две точки на рис. 6, D_1, D_2 и E_1, E_2 при $g = 0$ и $g = g_0$. В окрестности резонансов D, E интенсивность дифракционных порядков близка к постоянной величине. В этом случае, согласно фор-

муле (14), МО-эффект (7) максимален не при частоте резонанса, а при среднем арифметическом частот $\omega_0(0)$ и $\omega_0(g_0)$. В соответствии с (14) частоты резонансов D и E с высокой точностью совпадают с серединами интервалов частот, ограниченных соответственно ординатами точек D_1, D_2 и E_1, E_2 . Отклонения частот резонансов от середины интервалов составляют по длине волны менее 0.001 нм. Следует также отметить, что величина смещения $\text{Re} \Delta \omega_0(g_0) = \text{Re}[\omega_0(g_0) - \omega_0(0)]$ для резонанса D на порядок больше, чем для резонанса E . Это, согласно (10), объясняет разницу величин МО-эффектов (7) в указанных резонансах.

Дисперсионные кривые $\omega = \omega_0(g)$ на рис. 6 объясняют все резонансы на рис. 4. Однако не всем модам структуры на рис. 6 соответствуют резонансы в спектрах на рис. 4. Указанный факт может быть объяснен из соображений симметрии [7, 11]. Ряд дисперсионных кривых на рис. 6 представляют несимметричные моды, которые не могут быть возбуждены в рассматриваемой симметричной структуре при нормальном падении волны с ТМ-поляризацией.

Отметим также, что фазовый МО-эффект (7) наблюдается не только в пропускании, но и в отражении. Большую величину эффекта можно получить, рассмотрев нулевой отраженный порядок дифракции при наклонном падении света.

Помимо фазовой модуляции периодические дифракционные структуры с фазовыми МО-эффектами предоставляют возможность управления распределением поля. Например, для рассматриваемой дифракционной решетки при частоте $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Гц распространяющимися порядками дифракции являются порядки с номерами 0, +1 и -1. Соответственно поле под решеткой соответствует суперпозиции трех указанных дифракционных порядков. Отметим, что хотя дифракционная решетка была рассчитана из условия максимизации фазового МО-эффекта в нулевом порядке дифракции при его постоянной интенсивности (см. (16)), фазы и амплитуды дифракционных порядков с номерами ± 1 также резонансно изменяются при изменении намагниченности. В частности, величина фазового МО-эффекта (7) в дифракционных порядках ± 1 достигает 0.2 рад. Таким образом, распределение прошедшего поля будет изменяться при изменении намагниченности.

На рис. 7 приведены распределения интенсивности поля (квадрата модуля электрического поля) в плоскости, расположенной на расстоянии 11 мкм ниже подложки при различных значениях намагниченности. Распределения приведены в пределах трех

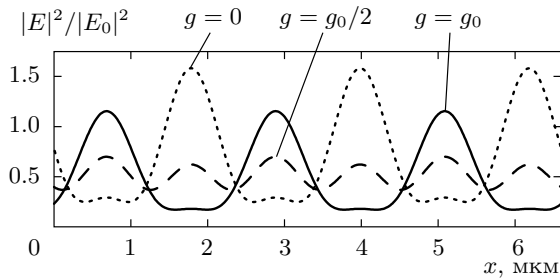


Рис. 7. Распределения интенсивности поля под решеткой при различных значениях намагниченности (распределения нормированы на интенсивность падающей волны)

периодов и соответствуют интерференционным картинам порядков дифракции с номерами 0 и ± 1 . Из рис. 7 видно, что распределение поля сильно зависит от намагниченности. При $g = g_0$ интерференционная картина смещается на половину периода относительно распределения поля при $g = 0$. При $g = g_0/2$ поле соответствует среднему значению интерференционных картин при $g = 0$ и $g = g_0$. При этом расстояние между интерференционными максимумами в два раза меньше, чем при $g = 0$ и $g = g_0$. В общем случае заданные изменения амплитуды, смещения и других параметров интерференционной картины при изменении намагниченности могут быть получены за счет оптимизации параметров решетки.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлено теоретическое описание фазового МО-эффекта, состоящего в резонансном изменении фазы порядка дифракции при изменении величины намагниченности материала структуры. При этом амплитуда дифракционного порядка остается постоянной. Проведено численное моделирование МО-резонансов намагниченной диэлектрической дифракционной решетки (меридиональная геометрия). Результаты моделирования подтверждают возможность эффективного управления фазой нулевого порядка дифракции за счет изменения намагниченности при фактически постоянной интенсивности дифракционного порядка. Величина изменения фазы нулевого дифракционного порядка достигает π , что более чем в 300 раз больше, чем для однородного намагниченного слоя. Результаты численного моделирования показывают хорошее согласие расчетных данных с представленным теоретическим

описанием резонансов. В частности, показано, что изменение резонанса первого типа вследствие намагничивания можно рассматривать как смещение резонанса по частоте для ненамагниченной структуры.

Результаты расчетов интерференционных картин прошедших дифракционных порядков при разной намагниченности показывают возможность управления величиной и положением интерференционных максимумов за счет изменения величины намагниченности.

Работа выполнена при поддержке российской-американской программы «Фундаментальные исследования и высшее образование» (грант BRNE PG08-014-1), гранта Президента РФ в рамках Программы поддержки ведущих научных школ (НШ-7414.2010.9) и РФФИ (гранты №№ 09-07-12147, 10-02-01391, 09-07-92421, 10-07-00553).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. K. Zvezdin and V. A. Kotov, *Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials*, IOP Publishing, Bristol and Philadelphia (1997).
2. V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, and A. K. Zvezdin, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 077401 (2007).
3. A. B. Khanikaev, A. V. Baryshev, A. A. Fedyanin et al., *Opt. Exp.* **15**, 6612 (2007).
4. B. Bai, J. Tervo, and J. Turunen, *New J. Phys.* **8**, No. 205, 205 (2006).
5. V. I. Belotelov, D. A. Bykov, L. L. Doskolovich et al., *Opt. Lett.* **34**, 398 (2009).
6. В. И. Белотелов, Д. А. Быков, Л. Л. Досколович и др., *ФТТ* **51**, 1562 (2009).
7. Д. А. Быков, Л. Л. Досколович, В. А. Соيفер, *Компьютерная оптика* **33**, 384 (2009).
8. C. Penfold, R. T. Collins, A. P. V. Tufaile et al., *J. Magn. Magn. Mater.* **242–245**, 964 (2002).
9. M. Nevière, E. Popov, and R. Reinisch, *J. Opt. Soc. Amer. A* **12**, 513 (1995).
10. S. G. Tikhodeev, A. L. Yablonskii, E. A. Muljarov et al., *Phys. Rev. B* **66**, 045102 (2002).
11. N. A. Gippius, S. G. Tikhodeev, and T. Ishihara, *Phys. Rev. B* **72**, 045138 (2005).
12. Н. А. Гиппиус, С. Г. Тиходеев, *УФН* **179**, 1027 (2009).

- 13.** F. Marquier, J.-J. Greffet, S. Collin et al., *Opt. Express* **13**, 70 (2005).
- 14.** S. Collin, F. Pardo, R. Teissier et al., *Phys. Rev. B* **63**, 033107 (2001).
- 15.** M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pommet et al., *J. Opt. Soc. Amer. A* **12**, 1068 (1995).
- 16.** M. G. Moharam, D. A. Pommet, E. B. Grann et al., *J. Opt. Soc. Amer. A* **12**, 1077 (1995).
- 17.** L. Li, *J. Opt. Soc. Amer. A* **13**, 1870 (1996).
- 18.** M. Sarrazin, J.-P. Vigneron, and J.-M. Vigoureux, *Phys. Rev. B* **67**, 085415 (2003).