

07

Экстраординарный магнитооптический эффект изменения фазы прошедшей волны в периодических дифракционных структурах

© Д.А. Быков, Л.Л. Досколович

Институт систем обработки изображений РАН, Самара
Самарский государственный аэрокосмический университет
им. академика С.П. Королёва
E-mail: bykovd@gmail.com

Поступило в Редакцию 29 января 2010 г.

По результатам электромагнитного моделирования в диэлектрической структуре, состоящей из дифракционной решетки и однородного слоя, предсказан магнитооптический эффект, заключающийся в резонансном изменении фазы нулевого прошедшего порядка дифракции при изменении намагниченности материала структуры. Структура намагничена в плоскости решетки, перпендикулярно ее штрихам. Величина эффекта на несколько порядков превышает аналогичный эффект для однородного намагниченного слоя, что позволяет назвать эффект экстраординарным. Приведено теоретическое объяснение эффекта, связанное с резонансным процессом возбуждения собственной моды структуры и зависимостью частоты моды от намагниченности. Показано, что большая величина изменения фазы порядка достигается при определенном соотношении величин резонансного и нерезонансного процессов дифракции.

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 [2–6]. В частности, в дифракционных структурах, состоящих из дифракционной решетки и однородного слоя, намагниченного в полярной геометрии, МО-эффекты Фарадея и Керра на порядок превышают аналогичные эффекты для однородных пленок [2–4]. При слое, намагниченном в плоскости, в указанных структурах существуют интенсивные МО-эффекты, состоящие в резонансном изменении интенсивности отраженных и прошедших порядков дифракции при изменении намагниченности [5,6].

Практический и теоретический интерес представляют дифракционные структуры, позволяющие эффективно управлять не только интенсивностью, но и фазой отраженного или прошедшего света за счет изменения намагниченности. Такие структуры позволили бы вносить в световую волну фазовую задержку, управляемую внешним магнитным полем. Величина соответствующего „фазового“ МО-эффекта может быть описана следующим выражением:

$$\Delta\varphi(g, \omega) = \arg A(g, \omega) - \arg A(0, \omega), \quad (1)$$

где $A(g, \omega)$ — комплексная амплитуда прошедшей (отраженной) волны при частоте ω и намагниченности материала структуры, характеризуемой модулем вектора гирации среды g . МО-эффект изменения фазы исследовался только для однородных магнитных пленок при экваториальной геометрии намагниченности [7]. Величина фазового МО-эффекта для пленки кобальта составляет около 0.01 rad [7].

В данной работе фазовые МО-эффекты (1) впервые исследуются для периодической дифракционной структуры. Структура состоит из дифракционной решетки и однородного слоя (рис. 1). Вектор намагниченности материала структуры направлен перпендикулярно штрихам решетки. Ненулевые компоненты тензора диэлектрической проницаемости в данном случае имеют вид [1]:

$$\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33} = \varepsilon, \quad \varepsilon_{23} = ig, \quad \varepsilon_{32} = -ig. \quad (2)$$

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]. В области ближнего

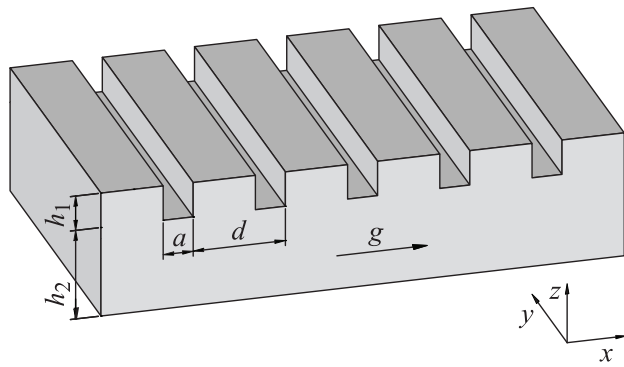


Рис. 1. Диэлектрическая структура из бинарной дифракционной решетки и однородного слоя (период $d = 2200$ nm, высота решетки $h_1 = 700$ nm, ширина отверстия решетки $a = 1370$ nm, высота магнитного слоя $h_2 = 6430$ nm). Вектор намагниченности материала структуры перпендикулярен штрихам решетки.

ИК в окрестности $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Hz (в окрестности длины волны $\lambda = 1200$ nm) параметры тензора (2) принимают следующие значения: $\varepsilon = 5.06 + 4.3 \cdot 10^{-4}i$, $g = 0.015 - 3 \cdot 10^{-5}i$. Приведенное значение g будем далее обозначать символом g_0 , понимая под ним максимальную намагниченность материала структуры.

На рис. 2, *a, b* для указанной структуры представлены расчетные зависимости интенсивности T и фазы φ 0-го прошедшего порядка дифракции от величины $g \in [-g_0, g_0]$. Для моделирования дифракции использовался метод Фурье-мод [8]. Рассматривался случай нормально падающей волны с ТМ-поляризацией при частоте $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Hz. Из уравнений Максвелла следует, что при нормальном падении света на симметричную структуру на рис. 1 поляризация прошедшей волны в 0-м порядке не изменяется. Соответственно 0-й прошедший порядок также имеет ТМ-поляризацию. Согласно рис. 2, *a*, фаза нулевого порядка изменяется в диапазоне $[0; \pi]$ при фактически постоянном пропускании $T \approx 0.126$ (величина изменения интенсивности 0-го порядка при намагничивании $\Delta T < 0.005$). Приведенные значения изменения фазы и постоянное пропускание были получены за счет оптимизации по значениям геометрических параметров структуры d, r, h_1, h_2 (рис. 1). Для сравнения отметим, что для однородного намагниченного слоя из-

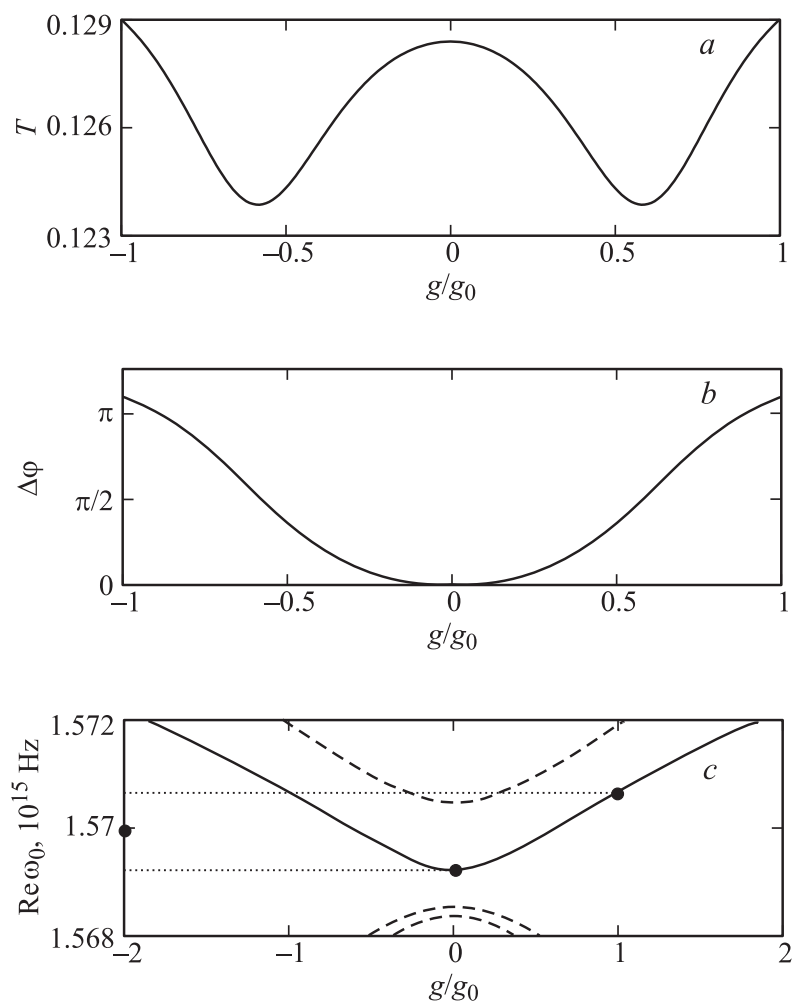


Рис. 2. Зависимость интенсивности (a) и фазы (b) нулевого прошедшего порядка дифракции от величины намагниченности ($g_0 = 0.015 - 3 \cdot 10^{-5}i$) при нормальном падении ТМ-поляризованной волны при частоте $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Hz. Действительные части комплексных частот мод структуры (c).

менение фазы (1) составляет ~ 0.006 rad (для слоя эффект наблюдается при ТЕ-поляризации падающей волны [7]). Данная величина эффекта (1) получается при оптимизации по толщине слоя в диапазоне до толщины структуры на рис. 1. При полярной геометрии намагниченности, когда вектор намагниченности перпендикулярен слою, МО-эффект (1) для слоя удастся увеличить до 0.01 rad. Таким образом, величина МО-эффекта на рис. 2, *b* для рассматриваемой дифракционной структуры более чем в 300 раз превышает аналогичный эффект для однородного намагниченного слоя.

Изменение фазы на рис. 2, *b* связано с резонансным процессом возбуждения собственной квазиволноводной моды структуры. Частоты собственных мод в общем случае являются комплексными и определяются как полюса матрицы рассеяния [9]. На рис. 2, *c* показаны действительные части частот собственных мод, рассчитанные по методу матрицы рассеяния [9] в зависимости от *g*. Согласно рис. 2, *c*, на рассматриваемой частоте $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Hz резонансные особенности у фазы и интенсивности 0-го порядка определяются модой, соответствующей непрерывной линии. Приведем теоретическое описание рассматриваемого МО-эффекта (1). Комплексная амплитуда 0-го прошедшего порядка дифракции в окрестности резонанса для ненамагниченной структуры имеет вид [9–11]:

$$A(\omega) = a + b/(\omega - \omega_0), \quad (3)$$

где ω_0 — комплексная частота резонанса, *a* и *b* — медленно меняющиеся функции действительной частоты ω падающего на структуру света. Первое слагаемое в (3) описывает нерезонансный процесс рассеяния света на структуре; второе слагаемое — резонансный процесс, связанный с возбуждением собственной моды структуры. При учете намагниченности выражение (3) принимает вид

$$A(\omega, g) = a(g) + b(g)/(\omega - \omega_0(g)). \quad (4)$$

Зависимость *a(g)* в (4) описывает нерезонансные МО-эффекты, величина которых в рассматриваемой структуре является малой. Зависимости $\omega_0(g)$ и *b(g)* описывают изменение частоты резонанса и его величины вследствие намагничивания структуры. Наибольшее изменение комплексной амплитуды порядка происходит в окрестности частоты

$\omega = \text{Re } \omega_0(g)$. Вследствие этого пренебрежем в (4) зависимостью от g величин $b(g)$ и $\text{Im } \omega_0(g)$ и представим (4) в виде

$$A(g, \omega) \approx a + b/(\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g) - \omega_0(0)) = A(\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g)), \quad (5)$$

где $\text{Re } \Delta\omega_0(g)$ — величина смещения действительной части комплексной частоты резонанса при намагничивании, а $A(\omega)$ определяется из (3) для резонанса ненамагниченной структуры. При сделанных предположениях величину МО-эффекта (1) можно приближенно записать в виде

$$\begin{aligned} \Delta\varphi(g, \omega) &= \arg A(\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g)) - \arg A(\omega) \\ &\approx -\text{Re } \Delta\omega_0(g) \frac{d}{d\omega} \arg A(\omega). \end{aligned} \quad (6)$$

Согласно (5), намагничивание структуры (при малых g) описывается смещением резонанса ненамагниченной структуры по частоте. Это позволяет вместо рассмотрения комплексной амплитуды $A(g, \omega)$ как функции от g рассматривать функцию частоты $A(\omega)$ (3). 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. 3, *a*). Действительно, уравнение (3) при постоянных a, b определяет окружность на комплексной плоскости. На рис. 3, *a* символом a обозначен радиус-вектор, соответствующий нерезонансному слагаемому в (3), символом $B(\omega) = b/(\omega - \omega_0)$ — резонансному слагаемому. МО-эффект на рис. 2, *a, b* характеризуется большим диапазоном изменения фазы при постоянной интенсивности (и соответственно при $|A(\omega)| = \text{const}$). Данные условия достигаются, когда центр окружности на рис. 3, *a* совпадает с началом координат. Это условие выполняется при $b = a2i \text{Im } \omega_0$. В этом случае из (3), (5) получим

$$A(g, \omega) = a(\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g) - \omega_0^*(0))/(\omega - \text{Re } \Delta\omega_0(g) - \omega_0(0)). \quad (7)$$

Несложно показать, что при условии (7) МО-эффект (1) максимален при частоте

$$\omega = \text{Re}(\omega_0(0) + \Delta\omega_0(g)/2) = \text{Re}(\omega_0(0) + \omega_0(g))/2. \quad (8)$$

Проверим, насколько рассматриваемый МО-эффект соответствует приведенному теоретическому описанию (5)–(8). На рис. 3, *b* показаны

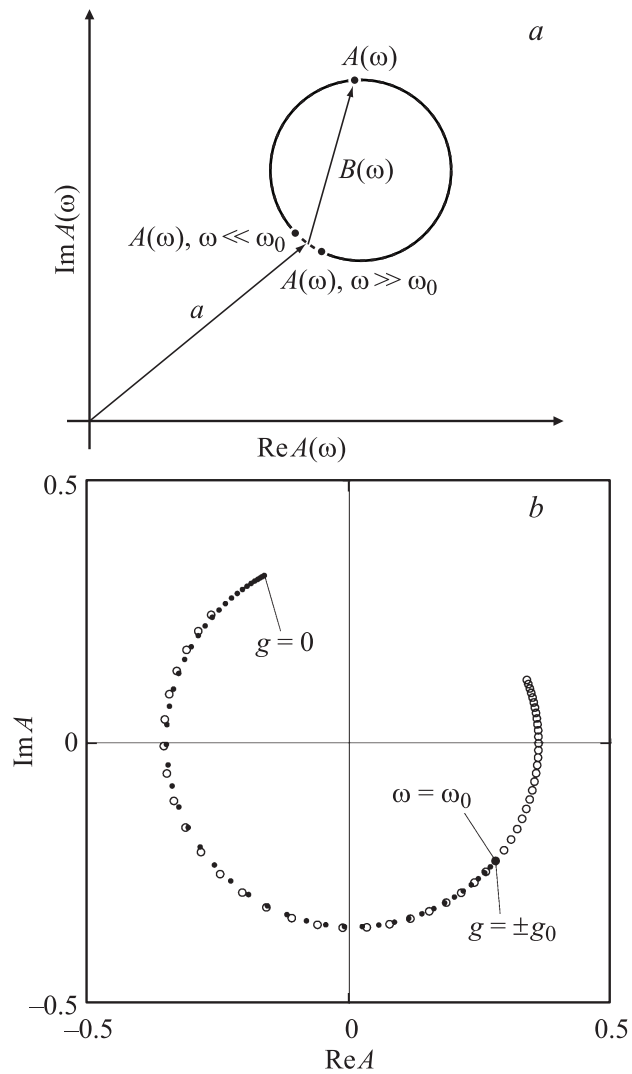


Рис. 3. *a* — общий случай резонанса: комплексная амплитуда порядка складывается из нерезонансной части a и резонансной $B(\omega)$; *b* — расчетная зависимость комплексной амплитуды нулевого прошедшего порядка дифракции от намагниченности (точки) и от частоты (окружности).

два семейства точек на комплексной плоскости, соответствующих комплексным амплитудам 0-го прошедшего порядка дифракции при изменении частоты и намагниченности. Окружностями отмечены комплексные амплитуды, рассчитанные при фиксированной намагниченности $g = g_0$ и различных частотах в окрестности частоты резонанса $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Hz. Точками меньшего размера отмечены значения комплексной амплитуды, рассчитанные при фиксированной частоте (частоте резонанса) и различных значениях намагниченности из диапазона $g \in [-g_0, g_0]$. Тот факт, что два указанных семейства точек находятся на одной и той же кривой, близкой по форме к окружности, подтверждают формулы (5), (7). Кроме того, согласно (8), используемая частота $\omega = 1.57 \cdot 10^{15}$ Hz попадает в середину интервала частот, ограниченного значениями $\text{Re } \omega_0(0)$, $\text{Re } \omega_0(g)$ (рис. 2, с). Отклонение положения частоты от середины интервала составляет по длине волны менее 0.001 nm.

Таким образом, на основе результатов электромагнитного моделирования показана возможность существования МО-эффектов, заключающихся в резонансном изменении фазы порядка дифракции при изменении намагниченности структуры. Интенсивность порядка при этом близка к постоянной величине. Представлено теоретическое описание данного эффекта, согласующееся с результатами моделирования.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 09-07-12147, 10-07-00372.

Список литературы

- [1] *Zvezdin A.K., Kotov V.A.* Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. Bristol and Philadelphia: IOP Publishing, 1997. 386 p.
- [2] *Belotelov V.I., Doskolovich L.L., Zvezdin A.K.* // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 077401(4).
- [3] *Khanikaev A.B., Baryshev A.V., Fedyanin A.A., Granovsky A.B., Inoue M.* // Opt. Exp. 2007. V. 5. N 11. P. 6612–6622.
- [4] *Bai B., Tervo J., Turunen J.* // New J. Phys. 2006. V. 8. N 205. P. 205.
- [5] *Belotelov V.I., Bykov D.A., Doskolovich L.L., Kalish A.N., Kotov V.A., Zvezdin A.K.* // Opt. Lett. 2009. V. 34. P. 398–400.
- [6] *Белотелов В.И., Быков Д.А., Досколович Л.Л., Калиш А.Н., Звездин А.К.* // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 8. С. 1562–1567.

- [7] *Penfold C., Collins R.T., Tufaile A.P.B., Soyche Y.* // JMMM. 2002. V. 242–245. P. 964–966.
- [8] *Zhou C., Li L.* // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2004. V. 6. P. 43–50.
- [9] *Гуннуц Н.А., Туходеев С.Г.* // УФН. 2009. Т. 179. № 9. С. 1027–1030.
- [10] *Neviere M., Popov E.* // J. Opt. Soc. Am. A. 1995. V. 12. N 3. P. 513–523.
- [11] *Sarrazin M., Vignerot J.-P., Vigoreux J.-M.* // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. N 8. P. 085415.