

Распространение циркулярно поляризованных волн в одномерных брэгговских структурах (магнитофотонных кристаллах)

© В.А. Кособукин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Vladimir.Kosobukin@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 15 февраля 2006 г.)

Представлена теория распространения электромагнитных волн в структурах, образованных чередующимися магнитными и диэлектрическими слоями. Рассмотрены модели макроскопически толстых и атомарно тонких слоев, намагниченных перпендикулярно их плоскости. На основе самосогласованного метода функций Грина электродинамики в аналитической форме получены матрицы переноса циркулярно поляризованных волн и характеристики распространения света в периодических магнитных структурах при нормальном падении. Результаты применяются для анализа линейных по намагниченности магнитооптических эффектов в спектрах пропускания и отражения одномерных магнитных брэгговских структур, называемых магнитофотонными кристаллами. Для структур конечной толщины показано, что фарадеевское вращение и другие наблюдаемые магнитооптические величины существенно меняются в спектральной области стоп-зон магнитофотонного кристалла. При этом модуляция магнитным полем коэффициента отражения света, поляризованного в плоскости анализатора, значительно усиливается.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 04-02-17592).

PACS: 78.20.Ls; 78.20.Ci; 78.20.Bh

1. Введение

Оптические явления в твердотельных структурах с пространственно-периодической диэлектрической проницаемостью вызывают значительный интерес [1,2]. Задача многократного когерентного рассеяния света в короткопериодных сверхрешетках в длинноволновом пределе $d \ll \lambda$ (d — период структуры, λ — длина волны света) приводит к приближению эффективной среды. Принципиально иная ситуация имеет место для брэгговских структур ($d \sim \lambda$), в которых определяющей становится брэгговская дифракция волн на периодически модулированной диэлектрической проницаемости. Как следствие в спектре нормальных электромагнитных волн появляются запрещенные зоны для некоторых направлений (стоп-зоны), а при перекрытии последних возникает полная запрещенная зона [2]. В спектральной области стоп-зон электромагнитные волны не могут распространяться сквозь образец (экспоненциально затухают вглубь от его поверхности), это проявляется в сильном отражении света от образца (исчезновении пропускания) [1,2]. Актуально изучение фотонных зон в трехмерных фотонных кристаллах, таких как опалы [3], инвертированные опалы [4], коллоидные кристаллы [5].

Недавно началось исследование брэгговских структур (магнитофотонных кристаллов), полученных путем послойного роста периодической магнитной структуры [6] или путем заполнения пустот в опалах магнитными веществами [7]. Теоретически эффекты вращения плоскости поляризации света при наличии брэгговской диэлектрической структуры рассматривались в нескольких работах. В [8] исследовалось вращение плоскости поляризации микроволнового излучения в моде-

ли оптически активного орторомбического фотонного кристалла. В работе [9] для многослойных структур численными методами изучалось усиление фарадеевского вращения вследствие локализации света, вызванной неупорядоченностью или действием брэгговских зеркал. Экспериментально усиление магнитного вращения плоскости поляризации наблюдалось для многослойных магнитодиэлектрических структур [6] и опалов, заполненных магнетиками [10]. Однако весьма актуальными остаются построение последовательной теории распространения света в брэгговских магнитных структурах и анализ усиления магнитооптических эффектов из-за резонансных условий их возбуждения. В качестве первого шага удобно использовать модели одномерно периодических структур, предсказывающие уникальные оптические свойства в отсутствие магнетизма [2]. Такие модели могут также качественно описывать дифракцию на некоторых кристаллографических плоскостях трехмерных фотонных кристаллов, например на ростовых плоскостях опалов [11].

Цель настоящей работы состоит в исследовании магнитооптических эффектов в области стоп-зон фотонных кристаллов. Для этого метод электродинамических функций Грина (функций распространения), развитый для многослойных структур с магнитным слоем [12] или сверхрешеткой [13], формулируется в терминах циркулярно поляризованных волн. Получены матрицы переноса циркулярно поляризованных волн для двух моделей, в которых магнитные слои макроскопически толстые (модель I) или микроскопически (атомарно) тонкие (модель II). На этой основе вычислены и исследуются магнитооптические наблюдаемые величины для одномерных магнитофотонных кристаллов произвольной

толщины. Данная работа имеет следующую структуру. В разделе 2 вычислены в общем виде матрицы переноса электромагнитных волн через отдельный магнитный слой. В разделе 3 для магнитофотонных кристаллов получены выражения для наблюдаемых магнитооптических величин, которые анализируются в разделе 4.

2. Матрицы переноса для циркулярно поляризованных волн

Рассмотрим прохождение монохроматических циркулярно поляризованных световых волн через структуру, образованную магнитными слоями, находящимися в однородном диэлектрике. Считаем, что направления намагниченности слоев \mathbf{M} и распространения волн (ось z) совпадают (геометрия Фарадея). Тензор диэлектрической проницаемости в намагниченных слоях имеет ненулевые компоненты $\varepsilon_{\alpha\alpha} = \varepsilon$ и $\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = ig$ с $g \sim |\mathbf{M}|$, а в диэлектрических слоях он изотропен и имеет диагональные компоненты ε_1 . В такой многослойной среде при частоте ω могут возбуждаться две волны

$$E_{\pm} = E_x \pm iE_y, \quad (1)$$

имеющие циркулярные (круговые) поляризации с противоположными направлениями вращения.

Сначала построим теорию распространения волн (1) при общих предположениях, что разные магнитные слои центрированы в плоскостях $z = z_n$, где $1 \leq n \leq N$. Электрическое поле (1) в диэлектрике после прохождения волной n -го магнитного слоя в направлении оси z имеет вид

$$E_{\pm}(z) = a_{\pm}^{(n)} e^{ik_1(z-z_n-\delta_n/2)} + b_{\pm}^{(n)} e^{-ik_1(z-z_n-\delta_n/2)}, \quad (2)$$

где $k_1 = k_0\sqrt{\varepsilon_1}$, $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме, $\delta_n = z_{n+1} - z_n$. Амплитуды циркулярно поляризованных волн (2) слева и справа от n -го магнитного слоя связаны соотношением

$$\begin{pmatrix} a_{\pm}^{(n)} \\ b_{\pm}^{(n)} \end{pmatrix} = \hat{\Lambda}_{\pm}^{(n)} \begin{pmatrix} a_{\pm}^{(n-1)} \\ b_{\pm}^{(n-1)} \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Вычислив далее матрицы переноса $\Lambda_{\pm}^{(n)}$, получим характеристики распространения волн (1) в структурах с любым числом слоев N .

Для рассматриваемых далее моделей магнитных слоев матрицы переноса получаются в следующей универсальной форме:

$$\hat{\Lambda}_{\pm}^{(n)} = \frac{1}{t_{\pm}^{(n)}} \begin{pmatrix} ([t_{\pm}^{(n)}]^2 - [r_{\pm}^{(n)}]^2) e^{i\chi_n} & r_{\pm}^{(n)} e^{i\eta_n} \\ -r_{\pm}^{(n)} e^{-i\eta_n} & e^{-i\chi_n} \end{pmatrix}, \quad (4)$$

удовлетворяющей условию унимодулярности $\det \hat{\Lambda}_{\pm}^{(n)} = 1$. Здесь $r_{\pm}^{(n)}$ и $t_{\pm}^{(n)}$ — коэффициенты отражения и пропускания циркулярно поляризованных волн в случае изолированного n -го слоя, центрированного в плоскости $z = 0$, $\chi_n = k_1(\delta_n + \delta_{n-1})/2$, $\eta_n = k_1(\delta_n - \delta_{n-1})/2$.

Коэффициенты $r_{\pm}^{(n)}$ и $t_{\pm}^{(n)}$ в матрице переноса (4) вычислим для двух моделей магнитных слоев, обозначаемых далее как модели I и II. В макромодели I рассматриваются толстые слои, к которым применимо приближение магнитооптики сплошных сред [14]. В микромодеи II магнитные слои считаются ультратонкими и описываются в рамках нелокальной (квазимикроскопической) магнитооптики [12,13].

I. Толстые магнитные слои. Для магнитных слоев, толщина которых велика по сравнению с размерами атомов, используем представления электродинамики сплошных сред. Рассматривая одиночный (n -й) толстый магнитный слой со средней плоскостью $z = z_n$ и толщиной a_n , для поля циркулярно поляризованных волн вне слоя находим

$$E_{\pm}(z) = E_{\pm}^0(z) + k_0^2(\varepsilon_{\pm} - \varepsilon_1) \int_{z_n - a_n/2}^{z_n + a_n/2} dz' G_{\pm}(z, z') E_{\pm}^0(z'). \quad (5)$$

Здесь $E_{\pm}^0(z) = A_{\pm} e^{ik_1 z} + B_{\pm} e^{-ik_1 z}$ — поле при отсутствии слоя,

$$\varepsilon_{\pm} = \varepsilon \pm g, \quad (6)$$

ε и g — соответственно диэлектрическая и гироманитная постоянные материала слоя (индекс « n » у этих величин опускаем). Функции Грина $G_{\pm}(z, z')$, учитывающие намагниченность слоя $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$, вычисляются при $|z' - z_n| < a_n/2$ из уравнений

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + K_{\pm}^2(z) \right) G_{\pm}(z, z') = -\delta(z - z'). \quad (7)$$

Здесь $K_{\pm}(z) = k_{\pm} \equiv k_0\sqrt{\varepsilon_{\pm}}$ при $|z - z_n| < a_n/2$, т.е. если точка наблюдения z находится в слое, и $K_{\pm}(z) = k_1$, если $|z - z_n| > a_n/2$. Решения уравнений (7) с условиями непрерывности по z функций $G_{\pm}(z, z')$ и $dG_{\pm}(z, z')/dz$ на границах слоя $z = z_n \mp a_n/2$ даются формулами (П1)–(П3) Приложения. Подставляя последние в (5), находим

$$r_{\pm}^{(n)} = e^{-ik_1 a_n} \frac{s_{\pm}(1 - e^{2ik_{\pm} a_n})}{\Delta_{\pm}^{(n)}}, \quad (8)$$

$$t_{\pm}^{(n)} = e^{-i(k_1 - k_{\pm}) a_n} \frac{1 - s_{\pm}^2}{\Delta_{\pm}^{(n)}}, \quad (9)$$

$$\Delta_{\pm}^{(n)} = 1 - s_{\pm}^2 e^{2ik_{\pm} a_n} \quad (10)$$

в выражениях (4). Здесь $s_{\pm} = (\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_{\pm}})/(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_{\pm}})$ — коэффициенты отражения света от границы раздела сред с проницаемостями ε_1 и ε_{\pm} .

II. Ультратонкие магнитные слои. Для таких слоев, как металлические монокатомные слои или полупроводниковые квантовые ямы, существенны эффекты нелокальности оптического отклика. В этих случаях вместо макроскопической диэлектрической функции, имеющей резкий скачок на границах раздела,

следует использовать нелокальные функции отклика, непрерывно меняющиеся на атомном масштабе [12,13]. При таком подходе в качестве нулевого приближения удобно использовать электродинамику среды с проницаемостью ε_1 . В случае $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$ нелокальное возмущение компонент тензора диэлектрической проницаемости, обусловленное наличием n -го ультратонкого магнитного слоя, имеет вид [12]

$$\Delta\varepsilon_{\alpha\beta}^{(n)}(z - z_n, z' - z_n) = \delta_{\alpha\beta}[\varepsilon^{(n)}(z - z_n, z' - z_n) - \varepsilon_1\delta(z - z')] + ie_{\alpha\beta z} g^{(n)}(z - z_n, z' - z_n). \quad (11)$$

Здесь $\alpha, \beta = x, y$; $g^{(n)}$ — гиромангнитная функция, пропорциональная намагниченности n -го слоя; $e_{\alpha\beta z}$ — компоненты единичного псевдотензора третьего ранга. Для изолированного n -го магнитного слоя с функцией отклика (11) уравнение электродинамики (П4) решается самосогласованно [12] с учетом условия $k_0\bar{l} \ll 1$, где \bar{l} — эффективная толщина слоя. Это дает для поля циркулярно поляризованных волн вне слоя выражения

$$E_{\pm}(z) = E_{\pm}^0(z) + k_0^2 G_{\pm}(z, z_n) \left(\langle \Delta\varepsilon^{(n)} \rangle \pm \langle g^{(n)} \rangle \right) E_{\pm}^0(z_n), \quad (12)$$

где функции Грина $G_{\pm}(z, z_n)$ даются формулами (П8). Величины

$$\langle \Delta\varepsilon^{(n)} \rangle = \int dz dz' [\varepsilon^{(n)}(z - z_n, z' - z_n) - \varepsilon_1\delta(z - z')], \quad (13)$$

$$\langle g^{(n)} \rangle = \int dz dz' g^{(n)}(z - z_n, z' - z_n) \quad (14)$$

имеют размерность длины. Интегрирование нелокальных функций отклика в (13) и (14) проводится по толщине n -го слоя, за пределами которого $\varepsilon^{(n)}(z, z') - \varepsilon_1\delta(z - z') = 0$ и $g^{(n)} = 0$. В дальнейшем для ультратонких слоев с разными номерами пренебрегаем перекрытием функций отклика, стоящих под знаком интегралов (13) и (14). Из уравнения (12) с учетом (П6), (П8) находим, что

$$E_{\pm}(z) = E_{\pm}^0(z) + \frac{\alpha_{\pm}^{(n)}}{1 - \alpha_{\pm}^{(n)}} e^{ik_1|z - z_n|} E_{\pm}^0(z_n), \quad (15)$$

где

$$\alpha_{\pm}^{(n)} = \frac{ik_0\sqrt{\varepsilon_1}}{2} \frac{\langle \Delta\varepsilon^{(n)} \rangle \pm \langle g^{(n)} \rangle}{\varepsilon_1} = \alpha_0^{(n)} \pm \Delta\alpha^{(n)}. \quad (16)$$

В знаменателях выражений (15) сохранены члены $|\alpha_{\pm}^{(n)}| \sim k_0\bar{l}$, чтобы учесть возможную резонансную зависимость от частоты величин $\langle \Delta\varepsilon^{(n)} \rangle$ и $\langle g^{(n)} \rangle$, входящих в (16). Сравнивая (2) и (15), получаем матрицу переноса (4), в которой роль $r_{\pm}^{(n)}$ и $t_{\pm}^{(n)}$ играют величины

$$\tilde{r}_{\pm}^{(n)} = \frac{\alpha_{\pm}^{(n)}}{1 - \alpha_{\pm}^{(n)}}, \quad \tilde{t}_{\pm}^{(n)} = \frac{1}{1 - \alpha_{\pm}^{(n)}}.$$

причем $\tilde{t}_{\pm}^{(n)} - \tilde{r}_{\pm}^{(n)} = 1$.

3. Наблюдаемые магнитооптические величины в магнитофотонном кристалле

Применим полученные результаты к периодическим магнитным структурам и обсудим распространение циркулярно поляризованных волн в магнитофотонном кристалле. Для этого рассмотрим N одинаковых магнитных слоев с намагниченностью $\mathbf{M} \parallel \mathbf{e}_z$, расположенных в узлах $z_n = d(n - 1/2)$ одномерной решетки с периодом d ($1 \leq n \leq N$) в диэлектрике с проницаемостью ε_1 . При этом в матрице переноса (4) $r_{\pm}^{(n)} = r_{\pm}$, $t_{\pm}^{(n)} = t_{\pm}$, $\chi_n = k_1d$, $\eta_n = 0$. Будем считать, что циркулярно поляризованные волны E_{\pm} возбуждаются падающей плоско поляризованной волной $\mathbf{E}^{\text{inc}} = \mathbf{e}_x a^{(0)} e^{ik_1 z}$, при этом $a_{\pm}^{(0)} = a^{(0)}$ и $z_0 + \delta_0/2 = 0$ в (2). Коэффициенты отражения $\rho_{\pm} = b_{\pm}^{(0)}/a_{\pm}^{(0)}$ и пропускания $\tau_{\pm} = a_{\pm}^{(N)}/a_{\pm}^{(0)}$ циркулярно поляризованных волн (1) вычисляются с учетом (2)–(4) и условия $b_{\pm}^{(N)} = 0$, как описано в [15,16]. Это дает

$$(\rho_{\pm}, \tau_{\pm}) = \frac{1}{P_{\pm}^{(N)} - W_{\pm} Q_{\pm}^{(N)}} \left(\frac{r_{\pm}}{t_{\pm}} Q_{\pm}^{(N)}, 1 \right), \quad (18)$$

где

$$P_{\pm}^{(N)} = \frac{1}{2} (\lambda_{\pm}^N + \lambda_{\pm}^{-N}), \quad Q_{\pm}^{(N)} = \frac{\lambda_{\pm}^N - \lambda_{\pm}^{-N}}{\lambda_{\pm} - \lambda_{\pm}^{-1}}, \quad (19)$$

$$\lambda_{\pm} = U_{\pm} + \sqrt{U_{\pm}^2 - 1}, \quad (20)$$

$$U_{\pm} = \frac{1}{2t_{\pm}} \left\{ (t_{\pm}^2 - r_{\pm}^2) e^{ik_1 d} + e^{-ik_1 d} \right\} = W_{\pm} + \frac{e^{-ik_1 d}}{t_{\pm}}. \quad (21)$$

Дисперсионное соотношение (20) с $\lambda_{\pm} = \exp(iq_{\pm}d)$ определяет квазиволновое число $q_{\pm}(\omega)$ блоховских электромагнитных волн в бесконечной решетке ($N \rightarrow \infty$) [16].

В терминах (18) угол фарадеевского вращения прошедшей волны определяется выражением

$$\Psi = \frac{1}{2} \arg \left(\frac{\tau_+}{\tau_-} \right). \quad (22)$$

Другая важная наблюдаемая величина — изменение под действием магнитного поля интенсивности вторичного излучения, которое измеряется в плоскости анализатора, образующей угол Ω с плоскостью поляризации падающей волны [12,13]. Так, магнитооптическая модуляция коэффициента отражения волны

$$\begin{aligned} \Delta R(g) &= R(g) - R(0) \\ &= \frac{1}{4} |\rho_+ e^{-i\Omega} + \rho_- e^{i\Omega}|^2 - |\rho_0|^2 \cos^2 \Omega \end{aligned} \quad (23)$$

определяется относительно коэффициента отражения в отсутствие намагниченности $\rho_0 = \rho_{\pm}|_{\mathbf{M}=0}$. Существенно, что наблюдаемые величины (22) и (23) линейны по намагниченности (по $|g| \ll 1$).

4. Анализ и обсуждение результатов

Обсудим особенности распространения циркулярно поляризованных волн в брэгговских структурах, уделяя основное внимание поведению магнитооптических величин в области фотонных стоп-зон. Начнем с простых аналитических оценок для нелокальной модели II. Соотношение (20) с учетом (17), (21) дает уравнение дисперсии

$$\cos q_{\pm}d = \cos k_1d + i\alpha_{\pm} \sin k_1d \quad (24)$$

для циркулярно поляризованных нормальных волн в бесконечном кристалле ($N \rightarrow \infty$). Условие $k_1d = \pi m$ в (24) и эквивалентное ему условие $2k_1 = |\mathbf{b}_m|$ соответствуют брэгговской дифракции m -го порядка с вектором обратной решетки $\mathbf{b}_m = -2\pi m \mathbf{e}_z/d$ в направлении нормали \mathbf{e}_z к слоям. Условие дифракции достигается путем изменения длины волны света в вакууме $\lambda = 2\pi\sqrt{\varepsilon_1}/k_1$ или периода структуры d .

Для кристалла с конечным числом ячеек N при $k_1d = \pi m$ получаем $P_{\pm}^{(N)} = (-1)^{mN}$, $Q_{\pm}^{(N)} = N(-1)^{m(N-1)}$, $U_{\pm} = (-1)^m$, $W_{\pm} = \alpha_{\pm}(-1)^m$ в выражениях (18), которые принимают вид

$$(\rho_{\pm}, \tau_{\pm}) = \frac{1}{1 - N\alpha_{\pm}} (N\alpha_{\pm}(-1)^m, (-1)^{mN}). \quad (25)$$

Представив выражения (16) в виде $\alpha_{\pm} = \alpha_0 \pm \Delta\alpha$, где $\alpha_0 = \alpha_{\pm}|_{M=0}$, в линейном приближении по параметру $|\Delta\alpha/\alpha_0| = |\langle g \rangle / \langle \Delta\varepsilon \rangle| \ll 1$ из (25) получаем

$$(\Delta\rho_{\pm}, \Delta\tau_{\pm}) = \pm \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0} \frac{N\alpha_0}{(1 - N\alpha_0)^2} ((-1)^m, (-1)^{mN}). \quad (26)$$

Здесь $\Delta\rho_{\pm} = \rho_{\pm} - \rho_0 = \pm\Delta\rho$, $\Delta\tau_{\pm} = \tau_{\pm} - \tau_0 = \pm\Delta\tau$, а коэффициенты отражения ρ_0 и пропускания τ_0 получаются из (25) в отсутствие намагниченности ($\Delta\alpha = 0$). В условиях брэгговской дифракции из (22) получаем $\Psi \approx \text{Im}(\Delta\tau/\tau_0)$, где $\text{Im}(\Delta\tau/\tau_0) \sim N \text{Im} \Delta\alpha$ при $N|\alpha_0| \ll 1$. При тех же условиях для модуляции отражения (23) с учетом (25) следует $\Delta R(g) \approx |\rho_0|^2 \text{Im}(\Delta\alpha/\alpha_0)$, причем $|\rho_0|^2 \sim N^2|\alpha_0|^2$ при $N|\alpha_0| \ll 1$ и $|\rho_0|^2 \rightarrow 1$ при $N|\alpha_0| \gg 1$. Последнее соотношение, как и оценки $|\rho_{\pm}| \rightarrow 1$ и $|\tau_{\pm}| \sim 1/N$ из (25) для структур с $|\alpha_{\pm}|N \gg 1$ при условии брэгговского резонанса $\lambda = 2\sqrt{\varepsilon_1}d/m$, является следствием конструктивной интерференции волн, отраженных от разных слоев.

Общие выводы проиллюстрируем результатами численного расчета величин (22) и (23), которые мы обсудим для модели I с конечным числом N макроскопически толстых магнитных слоев. В расчетах использовались структурные и диэлектрические параметры, характерные для дифракции с векторами $\mathbf{b}_m = -2\pi m \mathbf{e}_z/d_{(111)}$ на одномерной решетке, которую образуют ростовые плоскости типа (111) в ГЦК-решетке опалоподобных кристаллов [11]. Можно ожидать поэтому, что результаты качественно описывают картину дифракции

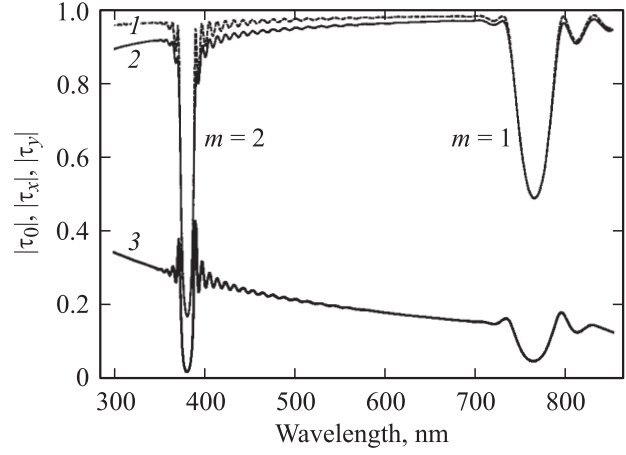


Рис. 1. Модули коэффициентов пропускания $|\tau_0| = |\tau_{\pm}|_{g=0}$ (1), $|\tau_x|$ (2) и $|\tau_y|$ (3) в спектральной области стоп-зон $m = 1$ и $m = 2$ одномерного магнитофотонного кристалла. Вычислено по формуле (27) для модели I магнитных слоев при $N = 25$, $d = 250$ nm, $\varepsilon = 1.55^2 + 10^{-3}i$, $\varepsilon_1 = 1.35^2$, $g = 10^{-2}$, $a = 0.86d$.

в опалах, заполненных магнетиками. В этом случае условие дифракции с $m = 1$ определяет длинноволновую границу, вблизи которой разрешена дифракция только на плоскостях $\{111\}$, а процессы дифракции на других кристаллографических плоскостях невозможны [11].

На рис. 1 представлены спектры ортогональных линейно поляризованных компонент поля прошедшей волны

$$|\tau_{x,y}| = \left| \frac{E_{x,y}^{\tau}}{a^{(0)}} \right| = \frac{1}{2} |\tau_+ \pm \tau_-| \quad (27)$$

в сравнении со спектром $|\tau_0| = |\tau_{\pm}|_{g=0}$. Видно, что области стоп-зон $m = 1$ и $m = 2$ величины (27), а следовательно, и коэффициенты пропускания $|\tau_{x,y}|^2$ в ортогональных линейных поляризациях имеют спектральные особенности (провалы). В соответствии с оценкой $\Psi \approx \text{Im}(\Delta\tau/\tau_0)$ при $|\Delta\tau/\tau_0| \ll 1$ эти особенности проявляются в спектре угла фарадеевского вращения (22). Характерные спектральные особенности угла $\Psi/(|g|N)$ в области фотонных стоп-зон $m = 1$ и $m = 2$ видны из рис. 2. В зависимости от фазы $\arg g$ форма спектра фарадеевского вращения $\Psi/(|g|N)$ в целом меняется, так что при заданной длине волны величина фарадеевского вращения может изменить знак. В области стоп-зон форма спектра $\Psi/(|g|N)$ меняется качественным образом при варьировании фазы $\arg g$.

Для отраженных волн спектры компонент поля

$$|\rho_{x,y}| = \left| \frac{E_{x,y}^{\rho}}{a^{(0)}} \right| = \frac{1}{2} |\rho_+ \pm \rho_-|, \quad (28)$$

аналогичных (27), показаны на рис. 3. Существенно, что в области стоп-зон усиливаются обе компоненты поля, и $|\rho_x| \approx |\rho_0|$ с исходной линейной поляризацией $\mathbf{E}^{\text{inc}} \parallel \mathbf{e}_x$, и $|\rho_y| \approx |\Delta\rho|$ с ортогональной поляризацией,

которая появляется благодаря гиротропии. Из оценки $\Delta R \approx \text{Im}(\rho_0^* \Delta \rho) \sin 2\Omega$ следует вывод, что с этими величинами должна возрастать и магнитооптическая модуляция коэффициента отражения (23) в плоскости, образующей оптимальный угол $\Omega = 45^\circ$ с плоскостью поляризации падающей волны \mathbf{E}^{inc} . Приведенный на рис. 4 спектр I , рассчитанный при $\arg g = 0$, показывает,

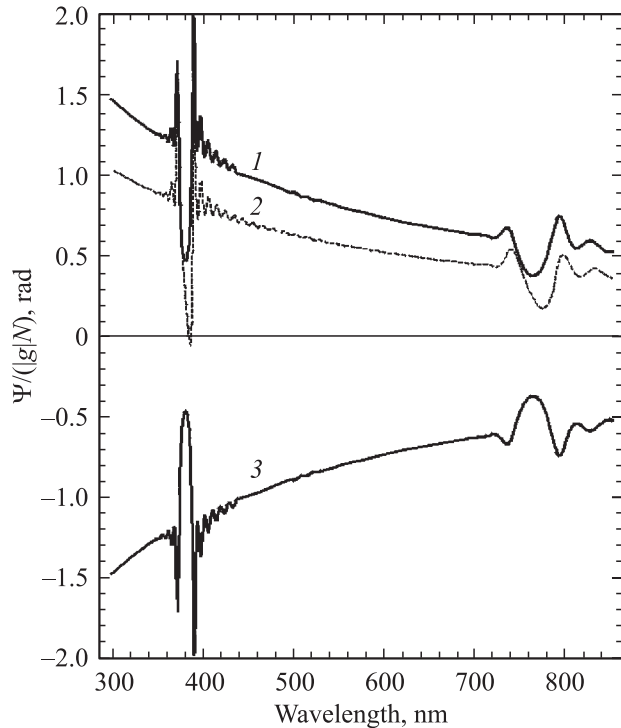


Рис. 2. Нормированный угол фарадеевского вращения $\Psi/(|g|N)$ для прошедшего света в области стоп-зон $m = 1$ и $m = 2$ магнитофотонного кристалла. Вычислено по формуле (22) для модели I при тех же параметрах, что и на рис. 1, $|g| = 10^{-2}$ и $\arg g = 0$ (1), $\pi/4$ (2), π (3).

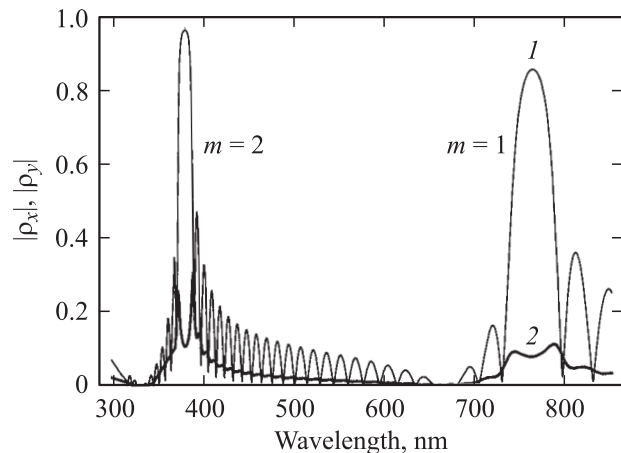


Рис. 3. Модули коэффициентов отражения $|\rho_x|$ (1) и $|\rho_y|$ (2) в области стоп-зон $m = 1$ и $m = 2$ магнитофотонного кристалла. Вычислено по формуле (28) для модели I при тех же параметрах, что и на рис. 1.

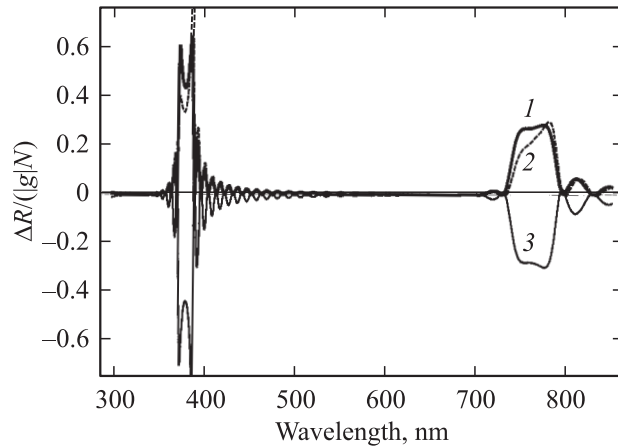


Рис. 4. Нормированная магнитооптическая модуляция коэффициента отражения света $\Delta R/(|g|N)$ в плоскости, образующей угол $\Omega = 45^\circ$ с плоскостью поляризации падающего света. Вычислено по формуле (23) для модели I магнитофотонного кристалла при тех же параметрах, что и на рис. 1, $|g| = 10^{-2}$ и $\arg g = 0$ (1), $\pi/4$ (2) и π (3).

что величина $|\Delta R(g)|/(|g|N)$ значительно усилена в области фотонных стоп-зон по сравнению с ее значением вдали от них. Этот эффект усиления в согласии с рис. 3 обусловлен увеличением числа отраженных фотонов с обеими ортогональными линейными поляризациями. Другими словами, причиной усиления является когерентный (сверхизлучательный) характер возбуждения отраженных фотонов в условиях брэгговского резонанса. Из рис. 4 видно также, что спектр модуляции отражения в области фотонных стоп-зон значительно меняется в зависимости от фазы $\arg g$, так как величина (23) является результатом интерференции волн с разными поляризациями. Однако при варьировании $\arg g$ остается справедливым общий вывод об усилении магнитооптического отклика $|\Delta R(g)|/(|g|N)$ в спектральной области стоп-зон. Заметим, что описанный эффект можно рассматривать как разновидность резонансного электромагнитного усиления магнитооптических эффектов по аналогии с другими эффектами этого типа [17].

5. Заключительные замечания

В настоящей работе в рамках развитой теории распространения циркулярно поляризованных волн в брэгговских структурах показано, что магнитооптические характеристики существенно меняются в спектральной области фотонных стоп-зон. Это справедливо для линейных по намагниченности относительных величин, таких как угол фарадеевского вращения, и для абсолютных величин, таких как магнитооптическая модуляция коэффициента отражения. В последнем случае предсказывается значительное усиление магнитооптического сигнала в спектральной области стоп-зоны по сравнению с его величиной вдали от стоп-зоны. Ожидается,

что выводы об особенностях распределения циркулярно поляризованных волн в одномерных магнитофотонных кристаллах применимы не только к одномерным брэгговским структурам, но и к трехмерным магнитофотонным кристаллам, если существенна дифракция на выделенной системе кристаллографических плоскостей. Такая ситуация возникает, например, вблизи длинноволновой границы дифракции в магнитофотонных кристаллах на основе опалов, где возможна только дифракция на плоскостях (111) ГЦК-решетки образца. При этих условиях в работе [10] для композитов опал-магнетит наблюдалась корреляция между спектрами фарадеевского вращения и коэффициента пропускания в области стоп-зоны, подобная той, что представлена на рис. 1 и 2. Другой исследованный выше магнитооптический эффект в области стоп-зон, а именно усиление зависящего от намагниченности вклада в коэффициент отражения линейно поляризованной волны, по-видимому, экспериментально еще не наблюдался.

Приложение. Функции Грина для излучения циркулярно поляризованных волн из магнитного слоя, центрированного в плоскости $z = z_0$

Модель I. Для изолированного слоя макроскопической толщины a уравнения (7) с $|z' - z_0| < a/2$ решаем при условии непрерывности функций $G_{\pm}(z, z')$ и $dG_{\pm}(z, z')/dz$ при $z = z_0 \mp a/2$. Это дает следующие выражения для функций Грина $G_{\pm}(z, z')$ вне слоя:

$$G_{\pm}(z, z') = V_{\pm} e^{-ik_1(z-z_0+a/2)} \times \left[e^{ik_{\pm}\xi'} - s_{\pm} e^{2ik_{\pm}a} e^{-ik_{\pm}\xi'} \right], \quad z < z_0 - a/2, \quad (\text{П1})$$

$$G_{\pm}(z, z') = V_{\pm} e^{ik_1(z-z_0-a/2)} e^{ik_{\pm}a} \times \left[e^{-ik_{\pm}\xi'} - s_{\pm} e^{ik_{\pm}\xi'} \right], \quad z > z_0 + a/2. \quad (\text{П2})$$

Здесь $\xi' = z' - z_0 + a/2$, $s_{\pm} = (\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_{\pm}})/(\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_{\pm}})$, как в (8)–(10),

$$V_{\pm} = \frac{i}{2k_{\pm}} \frac{1 - s_{\pm}}{1 - s_{\pm}^2 e^{2ik_{\pm}a}}. \quad (\text{П3})$$

Модель II. В случае атомарно тонкого слоя со средней плоскостью $z = z_0$ непрерывные компоненты поля с $\alpha = x, y$ определяются уравнениями [12]

$$E_{\alpha}(z) = E_{\alpha}^0(z) + k_0^2 G^0(z, z_0) \sum_{\beta} \langle \Delta\varepsilon_{\alpha\beta} \rangle E_{\beta}(z_0), \quad (\text{П4})$$

где учтено условие $k_0 \bar{l} \ll 1$ для эффективной толщины \bar{l} слоя. В уравнение (П4) входит возмущение (11) в виде

$$\langle \Delta\varepsilon_{\alpha\beta} \rangle = \int dz dz' \Delta\varepsilon_{\alpha\beta}(z - z_0, z' - z_0), \quad (\text{П5})$$

а невозмущенная функция Грина $G_{\alpha\beta}^0 = \delta_{\alpha\beta} G^0$ с

$$G^0(z, z') = \frac{i}{2k_1} e^{ik_1|z-z'|} \quad (\text{П6})$$

непрерывна по обоим аргументам. Для величин $E_{\pm} = E_x \pm iE_y$ из (1) самосогласованное решение уравнения (П4) имеет вид

$$E_{\pm}(z) = E_{\pm}^0(z) + k_0^2 G_{\pm}(z, z_0) \langle \Delta\varepsilon_{\pm} \rangle E_{\pm}^0(z_0), \quad (\text{П7})$$

где

$$G_{\pm}(z, z_0) = G^0(z, z_0) [1 - k_0^2 G^0(z_0, z_0) \langle \Delta\varepsilon_{\pm} \rangle]^{-1} \quad (\text{П8})$$

и $\langle \Delta\varepsilon_{\pm} \rangle = \langle \Delta\varepsilon \rangle \pm \langle g \rangle$, как в выражении (16).

Список литературы

- [1] Confined electrons and photons. New physics and applications / Eds E. Burstein, C. Weisbuch. Plenum Press, N.Y. (1995).
- [2] J.D. Joannopoulos, R.D. Meade, J.N. Winn. Photonic crystals. Molding the flow of light. Princeton Univ. Press, Princeton (1995).
- [3] V.N. Astratov, V.N. Bogomolov, A.A. Kaplyanskii, A.V. Prokofiev, L.A. Samoilovich, S.M. Samoilovich, Yu.A. Vlasov. Nuovo Cimento D **17**, 1349 (1995).
- [4] J.E. Wijnhoven, W.L. Vos. Science **281**, 802 (1998); V.G. Golubev, J.L. Hutchison, V.A. Kosobukin, D.A. Kurhyukov, A.V. Medvedev, A.B. Pevtsov, J. Sloan, L.M. Sorokin. J. Non-Cryst. Sol. **299–302**, 1062 (2002).
- [5] I.I. Tarhan, G.H. Watson. Phys. Rev. Lett. **76**, 315 (1996); R.M. Amos, J.G. Rarity, P.R. Tapster, T.J. Shepherd, S.C. Kitson. Phys. Rev. E **61**, 2929 (2000).
- [6] M. Inoue, K.I. Arai, T. Fujii, M. Abe. J. Appl. Phys. **85**, 5768 (1999); M. Inoue. Proc. MRS Symp. J. „Magneto-Optical Materials for Photonics and Recording“. Boston (2004). P. 1.
- [7] A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue. J. Appl. Phys. **95**, 7336 (2004).
- [8] V. Karathanos, N. Stefanou, A. Modinos. J. Mod. Opt. **42**, 619 (1995).
- [9] M. Inoue, K.I. Arai, T. Fujii, M. Abe. J. Appl. Phys. **83**, 6768 (1998).
- [10] A.V. Baryshev, T. Kodama, K. Nishimura, H. Uchida, M. Inoue. Trans. Magn. Soc. Jap. **4**, 290 (2004).
- [11] A.B. Барышев, А.А. Каплянский, В.А. Кособукин, М.Ф. Лимонов, К.Б. Самусев, Д.Е. Усвят. ФТТ **45**, 434 (2003).
- [12] V.A. Kosobukin. J. Magn. Magn. Mater. **153**, 397 (1996).
- [13] В.А. Кособукин. ФТТ **38**, 3461 (1996); Solid State Commun. **101**, 497 (1997).
- [14] А.К. Звездин, В.А. Котов. Магнитооптика тонких пленок. Наука, М. (1988).
- [15] В.А. Кособукин, ФТТ **34**, 3107 (1992).
- [16] V.A. Kosobukin. Phys. Stat. Sol. (b) **208**, 271 (1998).
- [17] C. Hermann, V.A. Kosobukin, G. Lampel, J. Peretti, V.I. Safarov, P. Bertrand. Phys. Rev. B **64**, 235 422 (2001).