

05

Магнитооптическая активность одномерного фотонного кристалла с магнитным дефектом

© С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: eliseeva-sv@yandex.ru, sementsovdi@mail.ru

(Поступила в Редакцию 13 февраля 2012 г.)

Исследуется влияние магнитного дефекта на распределение поля и магнитооптические свойства одномерного фотонного кристалла (ФК). Показано, что максимальная локализация волнового поля на дефектном слое достигается в несимметричной ФК-структуре. Большого фарадеевского вращения, существенно превышающего угол поворота плоскости поляризации на изолированном намагниченном слое, и большей степени локализации поля можно добиться в случае, когда магнитный слой окружают слои ФК-зеркал с меньшим показателем преломления. К увеличению угла фарадеевского вращения приводит не только увеличение толщины магнитного дефекта, но и симметричное увеличение числа периодов в ФК-зеркала.

1. Введение

Одними из наиболее интересных искусственных периодических структур являются одномерные магнитофотонные кристаллы — плоскостойкие периодические структуры, в периоде которых присутствует магнитоактивный слой [1–4]. Зонный спектр таких структур является управляемым внешним магнитным полем, что представляет существенный интерес для их практического использования. Присутствие магнитных материалов в фотонно-кристаллических структурах (ФКС) приводит к проявлению в них таких эффектов магнитооптики, как магнитное двулучепреломление (при поперечной ориентации намагниченности относительно направления распространения) и вращение плоскости поляризации прошедшей и отраженной волны (при продольном подмагничивании структуры).

Среди многочисленных магнитофотонных структур особый интерес представляет структура типа резонатора Фабри–Перо, представляющая собой слой магнитного диэлектрика, помещенный между немагнитными диэлектрическими ФК-зеркалами [5–10]. Магнитный слой в подобной ФКС выступает в роли оптической микрополости, на которой можно локализовать поле световой волны как на дефекте периодической структуры, в результате чего значительно усиливаются магнитооптические эффекты. В частности, в работах [6,7] показано, что поворот плоскости поляризации прошедшего через ФКС-излучения (эффект Фарадея) увеличивается на два порядка по сравнению с изолированным магнитным слоем той же толщины.

Однако в указанных работах анализ проводился только для симметричных структур, у которых число полных периодов в боковых ФК-зеркала одинаково, и только для одного из двух возможных типов структур, у которой магнитный слой граничит со слоями с большим показателем преломления. В связи с этим в настоящей работе исследуются спектры пропускания и угла фара-

деевского вращения, а также распределение плотности энергии волнового поля по структуре, проявляющиеся у ФКС при формировании в ней двойного дефекта — внедрения и инверсии [11]. Проводится исследование обоих типов структур как с симметричными, так и с несимметричными ФК-зеркалами. При этом показано, что в несимметричном случае, а также в случае, когда магнитный слой находится в контакте со слоями с меньшим показателем преломления, можно добиться большей степени локализации волнового поля на дефекте и большего фарадеевского вращения.

2. Основные соотношения

Рассмотрим одномерную ФК-структуру, состоящую из конечного числа чередующихся слоев изотропного немагнитного диэлектрика с диэлектрическими проницаемостями ϵ_j и толщинами d_j ($j = 1, 2$). Их магнитную проницаемость на оптических частотах считаем равной единице. Ось OZ направим перпендикулярно границам раздела слоев. Вдоль этого направления ориентировано внешнее подмагничивающее поле \mathbf{H} и распространяются собственные циркулярно-поляризованные волны с компонентами электрического $E^\pm = E_x \pm iE_y$ и магнитного $H^\pm = H_x \pm iH_y$ полей, зависимость которых от времени пропорциональна множителю $\exp(i\omega t)$.

В случае бинарной периодической структуры обычно вводит передаточная матрица одного периода \hat{N}^\pm , которая связывает амплитуды волнового поля в начале и конце k -периода: $E_1^\pm(z_k) = \hat{N}^\pm E_2^\pm(z_k + D)$, где $D = d_1 + d_2$ — период структуры. Если слои непоглощающие, матрица $\hat{N}^\pm = N_1^\pm N_2^\pm$ унимодулярна и ее определитель равен единице. Связь между волновыми полями в плоскостях, отстоящих друг от друга на целое число периодов n , определяется матрицей преобразования $(\hat{N}^\pm)^n$ [12].

Как правило, резонаторная магнитогиротропная структура предполагает включение между боковыми немагнитными ФК-зеркалами, инвертированными относительно друг друга, магнитного слоя. С точки зрения дефектности подобная структура содержит магнитный дефект внедрения, а также дефект инверсии, который заключается в изменении порядка следования слоев в одной из двух частей структуры. Дефект инверсии структуры можно определить следующими двумя формулами: $S = (N_1N_2)^a(N_2N_1)^b$, $S = (N_2N_1)^a(N_1N_2)^b$, где величина $a + b$ задает полное число периодов в структуре. Инвертированному периоду отвечает передаточная матрица, элементы которой связаны с элементами матрицы нормального периода соотношением $\tilde{N}_{\alpha\beta}^{\pm} = N_{3-\beta,3-\alpha}^{\pm}$, где $\alpha, \beta = 1, 2$.

Тензор диэлектрической проницаемости намагниченного до насыщения вдоль оси OZ магнитного слоя имеет отличные от нуля компоненты $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_f$, $\epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx} = i\epsilon_a$ и $\epsilon_{zz} = \epsilon_0$. Передаточная матрица этого слоя для каждой из собственных циркулярных волн, распространяющихся вдоль намагниченности, может быть представлена в виде

$$\tilde{M}^{\pm} = \begin{pmatrix} \cos(k_{\pm}d_f) & \pm(k_0/k_{\pm}) \sin(k_{\pm}d_f) \\ \mp(k_{\pm}/k_0) \sin(k_{\pm}d_f) & \cos(k_{\pm}d_f) \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где d_f — толщина слоя, $k_{\pm} = k_0\sqrt{\epsilon \pm \epsilon_a}$, $k_0 = \omega/c$, ω и c — частота и скорость волны в вакууме. При этом представляют интерес резонаторные структуры двух типов: $\hat{S}^{\pm} = (N_1N_2)^a M^{\pm} (N_2N_1)^b$ и $\hat{S} = (N_2N_1)^a M^{\pm} (N_1N_2)^b$, где a и b — число периодов в боковых ФК-зеркалах. Для находящейся в вакууме ФК-структуры амплитудный и энергетический коэффициенты прохождения определяются через элементы матрицы \hat{S}^{\pm}

$$t^{\pm} = \frac{E_t^{\pm}}{E_0^{\pm}} = \frac{2}{S_{11}^{\pm} + S_{12}^{\pm} + S_{21}^{\pm} + S_{22}^{\pm}}, \quad T^{\pm} = |t^{\pm}|^2. \quad (2)$$

Для непоглощающей структуры в соответствии с законом сохранения энергии энергетический коэффициент отражения $R_n^{\pm} = 1 - T_n^{\pm}$.

В случае падения на подобную ФК-структуру линейно-поляризованной волны для прошедшей волны в общем случае имеет место поворот плоскости поляризации (эффект Фарадея) и эллиптичность. Полный угол поворота и эллиптичность прошедшей волны в этом случае определяются выражениями

$$\Theta_F = (\phi_t^- - \phi_t^+)/2, \quad \mathcal{E}_F = (|t^+| - |t^-|)/(|t^+| + |t^-|), \quad (3)$$

где ϕ_t^{\pm} и $|t^{\pm}|$ — фазы и амплитуды комплексных амплитудных коэффициентов прохождения волн правой и левой круговой поляризации $t^{\pm} = |t^{\pm}| \exp(i\phi_t^{\pm})$. В отсутствие кругового дихроизма $|t^-| = |t^+|$, поэтому $\mathcal{E}_F = 0$ и поляризация прошедшей через ФК-структуру волны является линейной.

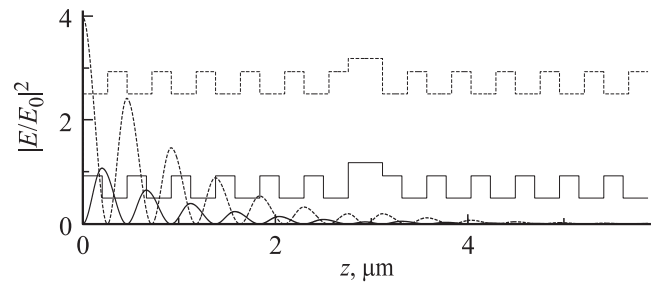


Рис. 1. Распределение волнового поля в неинвертированных ФК с дефектом внедрения; $(N_1N_2)^6 M(N_1N_2)^6$ и $(N_2N_1)^6 M(N_2N_1)^6$ — сплошная и пунктирная линии.

3. Численный анализ

Численный анализ спектров пропускания, фарадеевского вращения и распределения плотности энергии волнового поля проводился для ФК-структур с комбинацией дефектов инверсии и внедрения. Рассматривались структуры, у которых слои ФК-зеркал выполнены на основе материалов GGG с $\epsilon_1 = 3.71$ (слой N_1) и SiO_2 с $\epsilon_2 = 2.25$ (слои N_1 и N_2 соответственно), магнитный дефект — из Bi:YIG с диагональной и недиагональной компонентами тензора диэлектрической проницаемости $\epsilon = 4.75$, $\epsilon_a = 0.003$ (слой M). Толщины указанных слоев подбирались такими ($d_1 = 258.3$ нм и $d_2 = 201.2$ нм), чтобы их оптические толщины были одинаковыми, т.е. $n_1d_1 = n_2d_2 = d_0 = 387.5$ нм, где $n_j = \sqrt{\epsilon_j}$ — показатели преломления соответствующих слоев. Толщина дефектного магнитного слоя выбиралась такой, чтобы его оптическая толщина $n_j^{\pm}d_f = ad_0$, где $n_j^{\pm} = \sqrt{\epsilon \pm \epsilon_a}$ — показатели преломления соответствующих собственных волн в магнитном слое. При этом выбор толщины магнитного слоя d_f зависит от типа циркулярной поляризации распространяющейся волны. Однако различие d_f^+ и d_f^- мало (в силу малого различия величин n_f^+ и n_f^-) и под толщиной магнитного слоя далее будем понимать величину $d_f = (d_f^+ + d_f^-)/2$.

Необходимость для формирования резонаторной структуры инверсии одной из ее частей иллюстрируется представленным на рис. 1 распределением волнового поля в структурах $(N_1N_2)^6 M(N_1N_2)^6$ и $(N_2N_1)^6 M(N_2N_1)^6$ (сплошная и пунктирная кривые), содержащих только один дефект — магнитный слой толщиной $2d_0$. Тонкой сплошной и пунктирной линиями схематично показаны профили показателя преломления соответствующих структур. Видно, что отсутствие дефекта инверсии приводит к тому, что поле слабо проникает в структуру и не локализуется на дефекте. Объясняется это невыполнением фазовых соотношений, характерных для резонатора типа Фабри–Перо, в случае указанного порядка слоев в структуре.

На рис. 2 представлены спектры пропускания $T^{\pm}(\omega)$ для собственных циркулярно-поляризованных волн ФК-

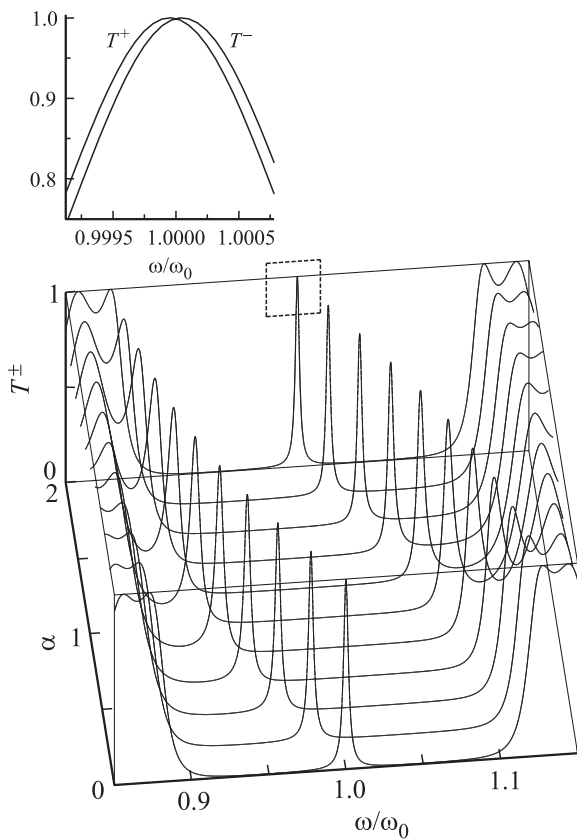


Рис. 2. Спектры пропускания циркулярно-поляризованных волн для ФКС $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ с $a = 10$ и при разных толщинах дефектного слоя.

структуры $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ с $a = 10$. Спектры, включающие только первую зону непропускания бездефектного ФК, построены для различных значений толщины магнитного дефектного слоя. Центральная частота первой зоны непропускания равна $\omega_0 = 1.21 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$. Из рисунка следует периодический характер формы спектра по толщине дефектного слоя с периодом повторения $2d_0$. При значении параметра α , кратном двум, спектральная линия дефектной моды располагается строго в центре зоны непропускания. Увеличение параметра α ведет к сужению дефектной спектральной линии. При значении $\alpha \neq 2, 4, \dots$ положение дефектной моды смещено относительно частоты ω_0 . Отметим, что в пределах графической точности спектры для обеих циркулярных поляризаций сливаются в одну линию. Поэтому на вставке приведена область, выделенная на рисунке пунктиром. При большем увеличении видно, что максимумы дефектных спектральных линий право- и левополяризованной волн зависимости $T^\pm(\omega)$ симметрично сдвинуты относительно частоты ω_0 на величину $\Delta\omega^\pm \approx \mp 0.001\omega_0$.

На рис. 3 для двух типов рассматриваемых дефектных ФК-структур $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ представлено распределение вдоль оси структуры нормированной плотности энергии $|E^\pm/E_0^\pm|$, отвечающее частоте ω_0 . Сплошная линия соответствует распре-

лению поля в структуре первого типа, пунктирная — в структуре второго типа. Число периодов в каждом из ФК-зеркал $a = 2, 4, 6, 8$, оптическая толщина магнитного дефекта выбрана равной удвоенной оптической толщине слоев ($n_f^\pm d_f = 2d_0$). На рисунке тонкой сплошной и пунктирной линиями схематично показаны профили показателя преломления соответствующих структур. Видно, что характер распределения и степень локализации поля на дефекте существенно зависят от типа дефектной структуры. Так, в структуре $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ при любом количестве полных периодов в ФК-зеркала поле максимально локализуется на границах магнитного (дефектного) слоя, а в центре этого слоя реализуется минимальное значение плотности энергии. Для структуры $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ в центре магнитного слоя реализуется локальный максимум плотности энергии, который с увеличением параметра a также растет. На границах дефектного слоя реализуются минимумы локализации поля. Соседние максимумы с наибольшим значением поля вытесняются из дефектного слоя и достигаются внутри соседних с дефектным слоем ФК-ячеек (на границах раздела слоев, составляющих период). При этом степень локализации поля в этой структуре в целом оказывается меньше, чем в структуре первого типа.

На рис. 4 представлены частотные зависимости угла поворота плоскости поляризации $\Theta_F(\omega)$ прошед-

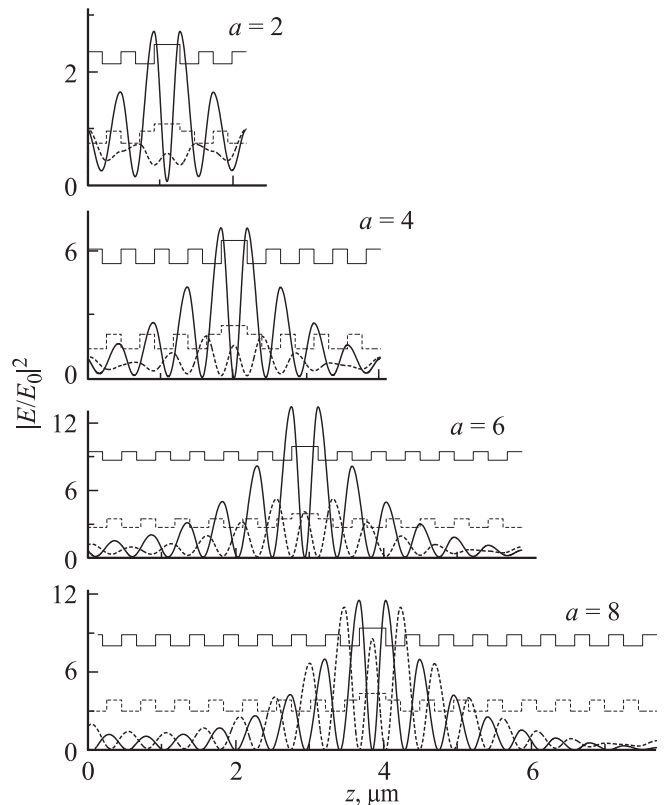


Рис. 3. Распределение нормированной плотности энергии в структурах $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ при $a = 2, 4, 6, 8$ и $\alpha = 2$.

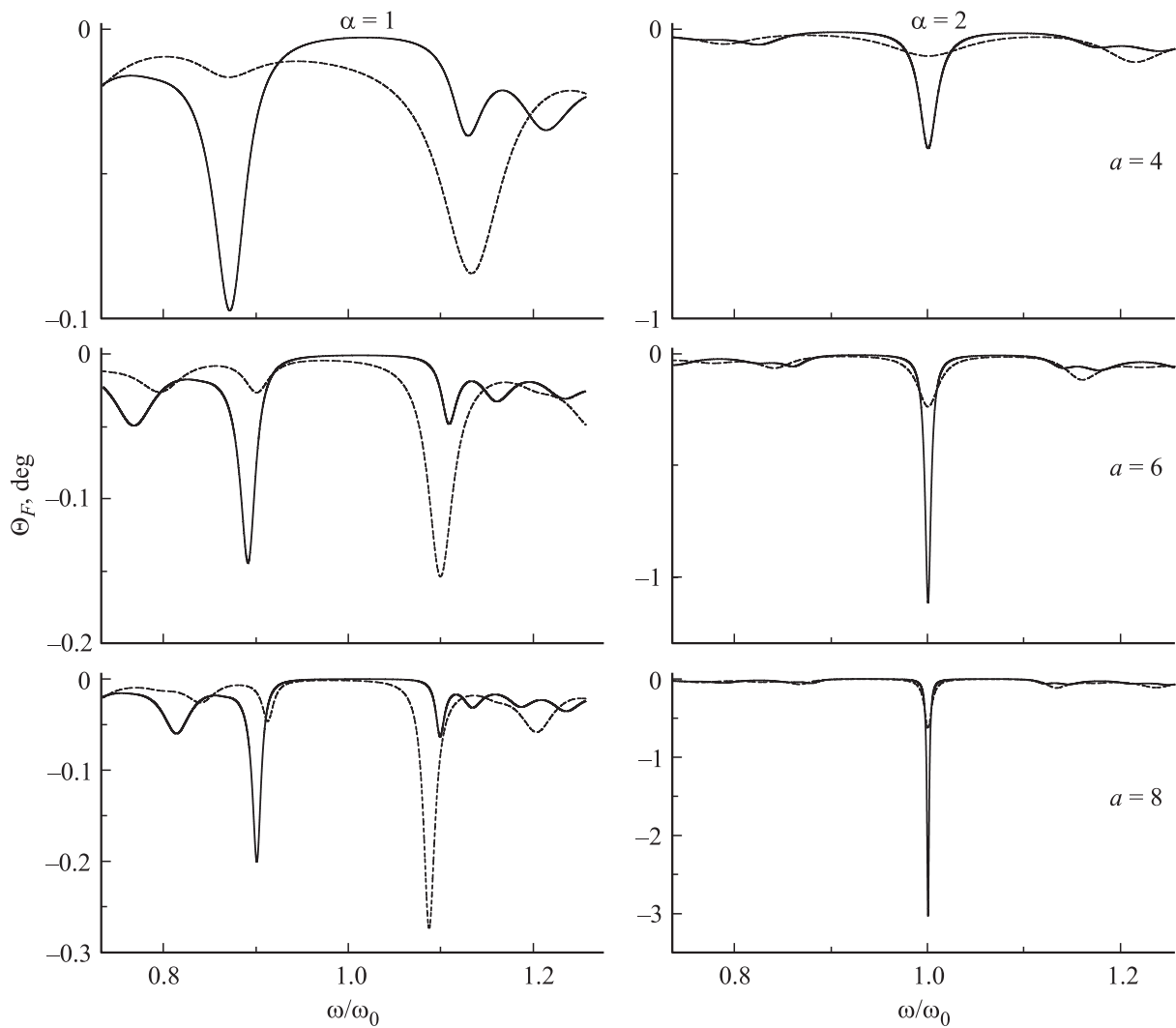


Рис. 4. Спектры угла фарадеевского вращения $\Theta_F(\omega)$ для структур $(N_1N_2)^a M (N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^a M (N_1N_2)^a$ (сплошная и пунктирная линии) при $\alpha = 1$ и $\alpha = 2$, $a = 4, 6, 8$.

шей через рассматриваемые ФК-структуры линейно-поляризованной волны, полученные в окрестности частоты ω_0 . Оптическая толщина магнитного дефекта выбрана равной одной ($\alpha = 1$) и удвоенной ($\alpha = 2$) оптической толщине слоев. Увеличение числа периодов по краям от магнитного слоя ($a = 4, 6, 8$) приводит к увеличению полного угла фарадеевского вращения на структуре. Особенностью приведенных спектров является различие числа пиков зависимости $\Theta_F(\omega)$ в окрестности частоты ω_0 . Для структуры с $n_f^\pm d_f = d_0$ таких пиков два, а для структуры с $n_f^\pm d_f = 2d_0$ пик один. В последнем случае структура, в которой магнитный слой граничит со слоями с меньшим показателем преломления (сплошная линия), дает большее фарадеевское вращение по сравнению со структурой, в которой магнитный слой граничит со слоями с большим показателем преломления (пунктирная линия). При этом для структуры, в которой оптическая толщина магнитного слоя равна d_0 ,

величина Θ_F^{\max} практически на порядок меньше, чем для структуры с оптической толщиной магнитного слоя $2d_0$. Именно поэтому структуры с оптической толщиной магнитного слоя $n_f^\pm d_f = ad_0$ и четными a представляют наибольший интерес с точки зрения реализации их высокой магнитооптической активности.

В табл. 1 приведены максимальные значения плотности энергии $|E/E_0|^2$ волнового поля, полного угла поворота плоскости поляризации Θ_F и удельного фарадеевского вращения θ_F , достигаемые в рассматриваемых структурах с оптической толщиной магнитного слоя $2d_0$ при различных значениях параметра a . Для структуры первого типа максимум локализации поля наблюдается при меньшем числе периодов ($a = 7$) в ФК-зеркала, чем в структуре второго типа ($a = 9$). При этом величина этого максимума в первой структуре выше, чем во второй.

Существенно выше для структуры первого типа оказывается также величина угла фарадеевского вращения,

Таблица 1. Максимальные значения величин $|E/E_0|^2$, Θ_F (deg) и θ_F (deg/nm)

a	4	5	6	7	8	9	10
$(N_1N_2)^a M(N_2N_1)^a$	7.1 -0.41 -0.0012	10.5 -0.68 -0.0019	13.6 -1.11 -0.003	14.1 -1.84 -0.005	11.5 -3.03 -0.0085	7.9 -4.99 -0.014	5.1 -8.2 -0.023
$(N_2N_1)^a M(N_1N_2)^a$	1.9 -0.096 -0.0003	3.3 -0.15 -0.0004	5.2 -0.24 -0.0007	7.9 -0.39 -0.001	10.9 -0.64 -0.0018	12.2 -1.05 -0.0029	10.7 -1.75 -0.0049

которая с ростом числа периодов в ФК-зеркалаx растет. Интересным представляется тот факт, что максимальное удельное фарадеевское вращение $\theta_F = \Theta_F/d_f$ на структурах обоого типа с увеличением числа периодов в ФК-зеркалаx растет нелинейно. Отметим, что полный поворот плоскости поляризации на изолированном магнитном слое вблизи частоты ω_0 определяется выражением

$$\Theta_F = \frac{\omega_0}{2c} (n^+ - n^-) d_f = \frac{\omega_0}{2c} \frac{\epsilon_a}{\epsilon} \alpha d_0. \quad (4)$$

На рис. 5 приведена зависимость угла Θ_F от частоты и толщины изолированного магнитного слоя, из которой следует, что при $\alpha = 2$ имеем $\Theta_F \simeq 7.7 \cdot 10^{-2}$ deg и $\theta_F = 1.6 \cdot 10^{-4}$ deg/nm. Эти значения существенно меньше угла поворота для ФК-структуры с той же толщиной магнитного слоя. В отсутствие зависимости от частоты параметров ϵ и ϵ_a частотная зависимость угла фарадеевского вращення для изолированного слоя имеет линейный характер, что для реальных магнетиков может быть справедливо лишь в достаточно узких окнах прозрачности.

Важным для практических приложений и исследований нелинейных явлений в подобных структурах является тот факт, что максимальная степень локализации поля достигается не в симметричных структурах, которые

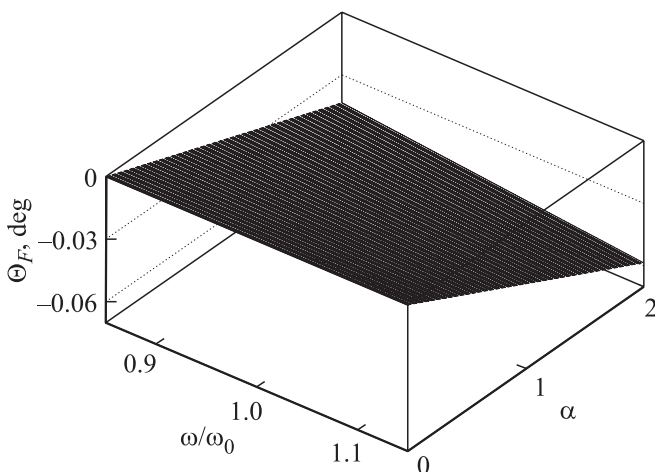


Рис. 5. Спектры угла фарадеевского вращення $\Theta_F(\omega)$ для изолированного магнитного слоя при различных его оптических толщинах.

исследуются в известных авторах работах. В структуре с полным числом периодов в ФК-зеркалаx $a + b = 12$ и оптической толщине дефектного слоя $2d_0$ при его смещении ко входному краю структуры степень локализации поля достигает максимального значения в структурах $(N_1N_2)^4 M(N_2N_1)^8$ и $(N_2N_1)^5 M(N_1N_2)^7$. Видно, что для рассматриваемых структур первого типа, у которых магнитный дефект окружен слоями с меньшим показателем преломления, максимум плотности поля смещается на два периода от середины структуры к ее входу. Для структур второго типа, у которых магнитный дефект окружен слоями с большим показателем преломления, максимум плотности поля смещается на один период влево от середины структуры.

Таблица 2. Максимальные значения величин $|E/E_0|^2$ и Θ_F (deg)

a b	3 9	4 8	5 7	6 6	7 5
$(N_1N_2)^a M(N_2N_1)^b$	15.21 -0.48	19.34 -0.72	19.05 -0.98	13.58 -1.11	6.97 -0.98
$(N_2N_1)^a M(N_1N_2)^b$	4.38 -0.10	6.12 -0.15	6.83 -0.21	5.24 -0.24	2.52 -0.21

В табл. 2 приведены максимальные значения плотности энергии волнового поля $|E/E_0|^2$ и угла поворота плоскости поляризации прошедшей через структуру волны Θ_F при различных значениях параметров a и b при $a + b = 12$ и $\alpha = 1$. Важно, что полный угол фарадеевского вращення оказывается максимальным в структурах с симметричными ФК-зеркалами.

На рис. 6 представлено распределение нормированной плотности энергии волнового поля $|E/E_0|^2$ вдоль оси ФК-структур рассматриваемых двух типов, полученные на частоте ω_0 для значений параметров $a = 6$ и $\alpha = 2, 4, 6$. Видно, что увеличение оптической толщины магнитного слоя на $2d_0$ приводит к добавлению одного максимума в распределении поля внутри магнитного слоя. При этом для структуры первого типа высота этих максимумов понижается, а для структуры второго типа — практически не меняется. Использование более

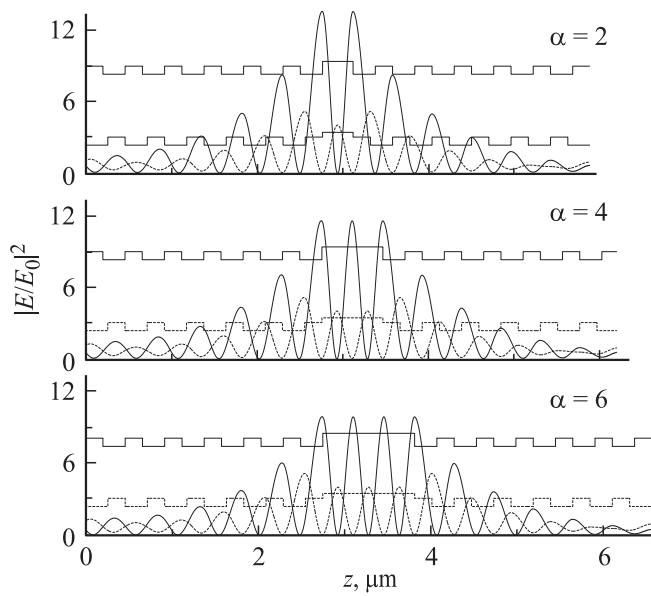


Рис. 6. Распределение нормированной плотности энергии для структур $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ при $a = 6$.

тонкого магнитооптического слоя ведет к увеличению амплитуды поля не только на дефекте, но в ФКС в целом, что отмечалось и в работе [7].

На рис. 7 представлены спектры фарадеевского вращения $\Theta_F(\omega)$, полученные для структур обоих типов с числом периодов $a = 6$ в каждом из боковых ФК-зеркал и оптической толщины магнитного слоя ad_0 при $\alpha = 1, 3, 5$ и $\alpha = 2, 4, 6$. Видно, что увеличение толщины магнитного слоя приводит практически к линейному росту полного угла поворота плоскости поляризации Θ_F при сохранении удельного вращения θ_F . При четных значениях параметра α магнитоактивность ФК-структуры на дефектной моде выше, чем при нечетных для обоих типов структур.

В результате проведенного анализа показано, что к увеличению угла фарадеевского вращения приводит не только увеличение толщины магнитного дефекта, но и симметричное увеличение количества периодов в конечных ФК, а также порядок следования слоев с большим и меньшим показателем преломления. В частности, увеличения угла фарадеевского вращения можно добиться,

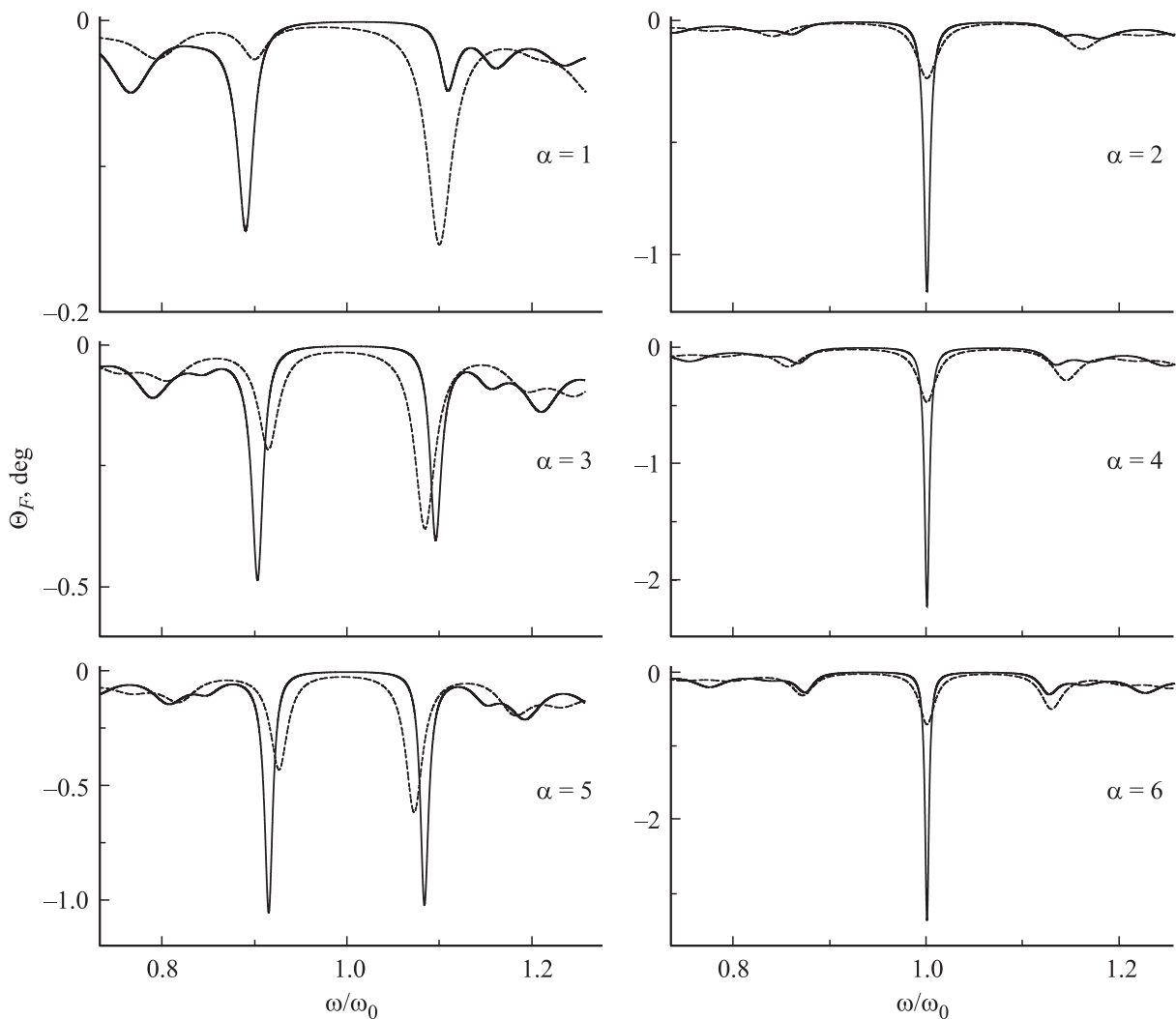


Рис. 7. Спектры угла фарадеевского вращения $\Theta_F(\omega)$ для структур $(N_1N_2)^aM(N_2N_1)^a$ и $(N_2N_1)^aM(N_1N_2)^a$ при $a = 6$.

формируя дефект внедрения на дефекте инверсии с меньшей диэлектрической проницаемостью.

Список литературы

- [1] M.J. Steel, M. Levy, R.M. Osgood. IEEE Photon. Tech. Lett. **12**, 9, 1171 (2000).
- [2] Д.И. Семенцов, М.М. Степанов. ФТТ **50**, 3, 431 (2008).
- [3] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов, М.М. Степанов. ЖТФ **80**, 2, 92 (2010).
- [4] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов. ЖЭТФ **139**, 2, 235 (2011).
- [5] M. Inoue, K. Arai, T. Fujii, M. Abe. J. Appl. Phys. **83**, 11, 6768 (1998).
- [6] Ю.В. Борискина, С.Г. Ерохин, А.Б. Грановский, А.П. Виноградов, М. Инуэ. ФТТ **48**, 4, 674 (2006).
- [7] С.Г. Ерохин, А.П. Виноградов, А.Б. Грановский, М. Инуэ. ФТТ **49**, 3, 477 (2007).
- [8] Т.В. Мурзина, Р.В. Капра, А.А. Рассудов, О.А. Акципетров, К. Нишимура, Х. Учидэ, М. Иноуэ. Письма в ЖЭТФ **77**, 10, 639 (2003).
- [9] S.M. Hamidi, M.M. Tehranchi, M. Shasti. J. Phys. D: Appl. Phys. **44**, 205 107 (2011).
- [10] F. Jonsson, C. Flytzanis. Phys. Rev. Lett. **96**, 063 902 (2006).
- [11] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов. Опт. и спектр. **109**, 5, 789 (2010).
- [12] М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики. Наука, М. (1973).