

09,13

„Левое“ состояние и поляризационные характеристики волн в сверхрешетках „полупроводник–магнетик“

© С.А. Афанасьев, Д.Г. Санников, Д.И. Семенцов

Ульяновский государственный университет,
Ульяновск, Россия

E-mail: sannikov-dg@yandex.ru

(Поступила в Редакцию 5 июля 2011 г.)

Рассмотрены дисперсионные свойства собственных волн с круговой поляризацией, распространяющихся в слоистой периодической структуре типа „полупроводник–магнетик“ вдоль оси ее периодичности и внешнего магнитного поля. Показана возможность управления эффективными материальными параметрами структуры и реализации отрицательного показателя преломления для волны с правой (резонансной) круговой поляризацией. Установлена высокая магнитооптическая активность указанной гиротропной структуры, приводящая к большим значениям угла фарадеевского вращения в случае, когда структура находится в состоянии „левой“ среды.

Работа выполнена в рамках ФЦП „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 гг.

1. Введение

Волновые свойства одномерных фотонных кристаллов и слоисто-периодических структур (СПС), состоящих из слоев различных по свойствам материалов, которыми можно эффективно управлять, привлекают пристальное внимание исследователей на протяжении многих лет [1–5]. Особенности распространения электромагнитных волн в СПС, выполненных на основе магнитных и полупроводниковых слоев, во многом связаны с гиротропией как магнитных, так и полупроводниковых слоев и могут проявляться в достаточно широком частотном интервале (от СВЧ до оптического). Гиротропия и связанные с ней дисперсионные свойства структуры определяются частотной (полевой) зависимостью недиагональных компонент тензоров диэлектрической $\hat{\epsilon}_f$, $\hat{\epsilon}_s$ и магнитной $\hat{\mu}_f$, $\hat{\mu}_s$ проницаемостей (ДП и МП) соответствующих слоев. Общий вид указанных тензоров и волновые характеристики СПС существенно зависят от соотношения между длиной волны и периодом структуры, а также направления внешнего магнитного поля по отношению к направлениям распространения волны и оси периодичности структуры.

Наличие трех основных направлений подмагничивающего поля относительно оси симметрии структуры и трех возможных направлений распространения волны приводят к большому разнообразию волновых характеристик, которые могут проявляться в СПС. Нахождение частотного спектра $\omega(\mathbf{k})$ в случае произвольного соотношения периода структуры L и длины волны λ при произвольных направлениях подмагничивающего поля \mathbf{H}_0 , волнового вектора \mathbf{k} и оси периодичности \mathbf{n}_0 представляет собой достаточно сложную аналитическую задачу. В этой связи для описания волновых процессов в СПС используются различные

приближенные методы. Одним из таких методов является длинноволновое приближение (или приближение мелкослоистой среды), которое дает хорошие результаты, когда период структуры намного меньше длины распространяющейся волны [6,7]. При этом СПС можно рассматривать как однородную среду с эффективными тензорными материальными параметрами и дисперсий, характерной для метаматериалов. Их зависимость от частоты и внешнего магнитного поля может приводить к реализации состояний „левой“ среды (т.е. среды с отрицательным показателем преломления [8–11]) в достаточно широком диапазоне указанных параметров.

Особый интерес представляют поляризационные свойства гиротропной периодической среды, находящейся как в „правом“ (RHM, right-handed medium), так и в „левом“ (LHM, left-handed medium) состояниях [12–15]. В работах [16,17] исследуются поляризационные свойства периодических метаматериалов в предположении, что отрицательными являются показатели преломления обеих волн с противоположной круговой поляризацией. В настоящей работе в рамках длинноволнового приближения получены выражения для эффективных тензорных материальных параметров намагниченной вдоль оси периодичности СПС типа „полупроводник–магнетик“. Проводится анализ дисперсионных свойств собственных циркулярно-поляризованных волн, распространяющихся в структуре вдоль внешнего магнитного поля. Установлено, что состояние „левой“ среды реализуется только для волны той круговой поляризации, для которой имеет место резонансная зависимость константы распространения. Это приводит к существенному увеличению магнитооптической (МО) активности структуры в рабочей области изменения частоты и подмагничивающего поля.

2. Эффективные параметры и собственные волны

Рассмотрим одномерную СПС с периодом l , состоящую из чередующихся слоев полупроводника и магнетика с толщинами l_s и l_f . Во внешнем магнитном поле \mathbf{H}_0 слои полупроводника и магнетика обладают тензорными ДП и МП $\hat{\epsilon}_s, \hat{\epsilon}_f$ и $\hat{\mu}_s, \hat{\mu}_f$. Если поле \mathbf{H}_0 приложено вдоль оси OZ , то эти тензоры имеют вид

$$\hat{\epsilon}_s = \begin{pmatrix} \epsilon_s & i\epsilon_{sa} & 0 \\ -i\epsilon_{sa} & \epsilon_s & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{s0} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}_s = \mu_s \hat{I}, \quad (1)$$

$$\hat{\epsilon}_f = \begin{pmatrix} \epsilon_f & i\epsilon_{fa} & 0 \\ -i\epsilon_{fa} & \epsilon_f & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{f0} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu}_f = \begin{pmatrix} \mu_f & i\mu_{fa} & 0 \\ -i\mu_{fa} & \mu_f & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{f0} \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где \hat{I} — единичный диагональный тензор. Для слоев полупроводника компоненты тензора ДП имеют следующую частотную зависимость:

$$\epsilon_s = \epsilon_0 + \frac{\omega_p^2(\omega + i\nu)}{\omega[\omega_c^2 - (\omega + i\nu)^2]},$$

$$\epsilon_{sa} = \frac{\omega_p^2\omega_c}{\omega[\omega_c^2 - (\omega + i\nu)^2]}, \quad \epsilon_{s0} = \epsilon_0 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (3)$$

где ϵ_0 — решеточная часть ДП полупроводника, ω — частота волны, ω_p и $\omega_c = eH_0/m^*c$ — плазменная и циклотронная частоты, e и m^* — заряд и эффективная масса носителей, ν — частота столкновений, c — скорость света в вакууме [1]. Частотная зависимость компонент тензора $\hat{\epsilon}_f$ определяется обычно эмпирическим путем, а для компонент тензора МП имеет вид

$$\mu_f = 1 - \frac{(\omega_H + i\alpha\omega)\omega_M}{\omega^2 - (\omega_H + i\alpha\omega)^2},$$

$$\mu_{fa} = \frac{\omega\omega_M}{\omega^2 - (\omega_H + i\alpha\omega)^2}, \quad \mu_{f0} = 1 + \frac{i\alpha\omega_M}{\omega - i\alpha\omega_H}, \quad (4)$$

где $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = 4\pi\gamma M_0$, γ — магнитомеханическое отношение, M_0 — намагниченность насыщения, α — параметр затухания [18].

Будем считать, что волна в структуре распространяется вдоль направления подмагничивающего поля \mathbf{H}_0 и оси OZ . При этом электрическое и магнитное волновые поля в каждой из сред $\mathbf{E}, \mathbf{H} \sim \exp[i(\omega t - kz)]$, где k — константа распространения. Ось периодичности структуры \mathbf{n}_0 совпадает с осью OZ , т.е. $\mathbf{n}_0 \parallel \mathbf{k} \parallel \mathbf{H}_0$ (рис. 1). Если длина волны в каждой из сред намного превышает период структуры ($\lambda \gg l$), то СПС можно описывать как однородную среду с эффективными тензорными материальными параметрами [6,7]. Удобно ввести параметр $\Theta = l_s/l_f$, характеризующий отношение толщин

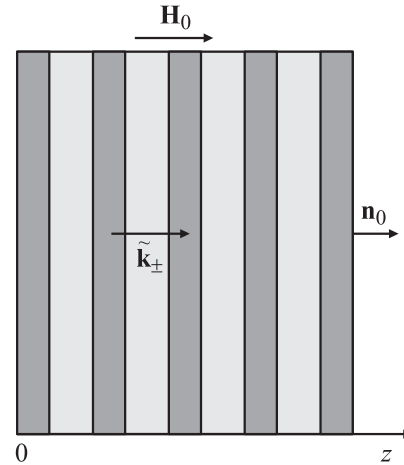


Рис. 1. Геометрия структуры и направления векторов \mathbf{n}_0 , \mathbf{H}_0 и \mathbf{k}_\pm .

слоев полупроводника и магнетика. Для рассматриваемой структуры отличные от нуля компоненты тензоров эффективных проницаемостей имеют вид [7]

$$\tilde{\epsilon}_{xx} = \tilde{\epsilon}_{yy} = \frac{\epsilon_s\Theta + \epsilon_f}{\Theta + 1}, \quad \tilde{\epsilon}_{xy} = -\tilde{\epsilon}_{yx} = \frac{\epsilon_{sa}\Theta + \epsilon_{fa}}{\Theta + 1},$$

$$\tilde{\epsilon}_{zz} = \frac{\epsilon_{s0}\epsilon_{f0}(\Theta + 1)}{\epsilon_{f0}\Theta + \epsilon_{s0}}, \quad (5)$$

$$\tilde{\mu}_{xx} = \tilde{\mu}_{yy} = \frac{\mu_s\Theta + \mu_f}{\Theta + 1}, \quad \tilde{\mu}_{xy} = -\tilde{\mu}_{yx} = \frac{\mu_{fa}}{\Theta + 1},$$

$$\tilde{\mu}_{zz} = \frac{\mu_s\mu_{f0}(\Theta + 1)}{\mu_{f0}\Theta + \mu_s}. \quad (6)$$

Анализ уравнений Максвелла с учетом конкретного вида эффективных материальных параметров показывает, что собственными волнами периодической среды в рассматриваемом случае подмагничивания являются циркулярно-поляризованные волны ($E_\pm = E_x \pm iE_y$, $H_\pm = H_x \pm iH_y$) с константами распространения

$$\tilde{k}_\pm = k_0\sqrt{\tilde{\epsilon}_\pm\tilde{\mu}_\pm} = k_0\tilde{n}_\pm, \quad (7)$$

где $\tilde{\epsilon}_\pm = \tilde{\epsilon}_{xx} \pm i\tilde{\epsilon}_{xy}$ и $\tilde{\mu}_\pm = \tilde{\mu}_{xx} \pm i\tilde{\mu}_{xy}$ — эффективные проницаемости, а \tilde{n}_\pm — показатели преломления волн с правой и левой круговой поляризациями (знаки „+“ и „-“ соответственно).

3. Состояния среды и поляризационные свойства

Известно, что в случае непоглощающей изотропной среды с показателем преломления $n < 0$ фазовая скорость и вектор Пойнтинга распространяющейся в ней собственной волны становятся антипараллельными, а волновой вектор \mathbf{k} образует с векторами \mathbf{E} и \mathbf{H} левую тройку векторов. По этой причине среды с $n < 0$ принято называть „левыми“, а традиционные среды, в

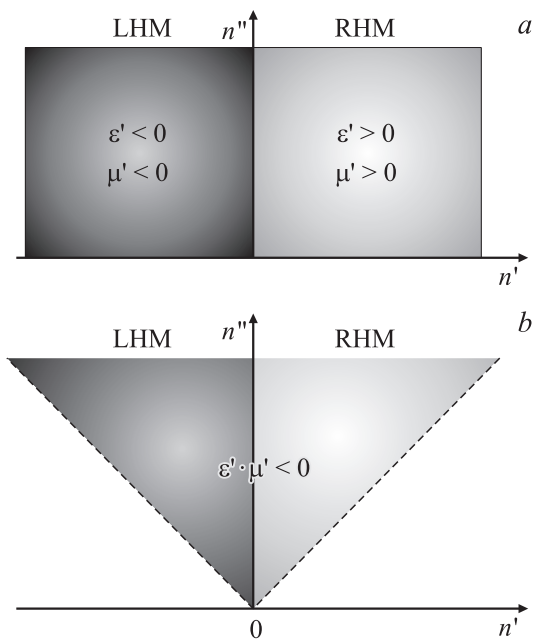


Рис. 2. Области „левого“ (LHM, left handed medium) и „правого“ (RHM, right handed medium) состояний на плоскости комплексной функции $n = n' - in''$ для сред с $n'' > 0$. $\epsilon' \mu' > 0$ (a) и $\epsilon' \mu' < 0$ (b).

которых указанные векторы образуют правую тройку, называют „правыми“ [11]. При наличии поглощения показатель преломления собственной волны является комплексной величиной и среда находится в „левом“ состоянии в области, где отрицательна действительная часть показателя преломления.

Действительная и мнимая части комплексного показателя преломления $n = n' - in''$ определяются решением уравнения

$$(n' - in'')^2 = (\epsilon' - i\epsilon'')(\mu' - i\mu''), \quad (8)$$

которое сводится к следующей системе уравнений:

$$(n')^2 - (n'')^2 = \epsilon' \mu' - \epsilon'' \mu'', \quad (9a)$$

$$2n'n'' = \epsilon' \mu'' + \epsilon'' \mu'. \quad (9b)$$

Для пассивных сред ($\epsilon'' > 0$, $\mu'' > 0$) мнимая часть показателя преломления должна быть положительной ($n'' > 0$), чтобы отвечать затуханию волны в направлении ее распространения. Согласно (9б), в частотной (полевой) области, где одновременно ϵ' и μ' отрицательны, действительная часть показателя преломления отрицательна ($n' < 0$) и среда является „левой“. В области положительных ϵ' и μ' также $n' > 0$ и среда является „правой“.

Необходимо, однако, отметить, что среда может оказаться „левой“ даже в том случае, когда только одна из величин ϵ' или μ' отрицательна, т.е. $\epsilon' \mu' < 0$. Действительно, из соотношения (9б) следует, что в этом случае значение $n' = 0$ достигается при выполнении

условия $\epsilon' \mu'' + \epsilon'' \mu' = 0$. Среда с $\epsilon' < 0$, $\mu' > 0$ имеет $n' < 0$, т.е. является „левой“ при выполнении условия $\epsilon' < -\mu' \epsilon'' / \mu''$. Для среды с $\epsilon' > 0$, $\mu' < 0$ отрицательным значениям n' и „левому“ состоянию отвечает область, где $\mu' < -\epsilon' \mu'' / \epsilon''$. На рис. 2 на комплексной плоскости значений показателя преломления приведены области существования „левого“ и „правого“ состояний для пассивных сред ($n'' > 0$) в двух случаях: a — одинаковых ($\epsilon' \mu' > 0$) и b — противоположных ($\epsilon' \mu' < 0$) знаков величин ϵ' и μ' .

Отличие значений действительных и мнимых частей показателя преломления \tilde{n}_{\pm} и, соответственно, констант распространения \tilde{k}_{\pm} волн с противоположной круговой поляризацией указывает на то, что при вводе в СПС линейно-поляризованной волны в процессе распространения волна становится эллиптически поляризованной и происходит поворот большой оси эллипса поляризации [18]. Особенность данного процесса в рассматриваемой структуре состоит в том, что имеются частотные (полевые) области, где знаки величин \tilde{k}'_{+} и \tilde{k}'_{-} противоположны. При этом для правополяризованной волны среда является „левой“, тогда как для волны с противоположной круговой поляризацией среда остается „правой“. Анализ общих выражений для полей собственных волн показывает, что после прохождения в исследуемой периодической структуре расстояния L линейно-поляризованная волна становится эллиптически поляризованной. При этом эллиптичность, т.е. отношение малой и большой осей эллипса поляризации, определяется мнимыми частями констант распространения циркулярных волн

$$\rho(L) = \frac{\exp(-\tilde{k}'_{+}L) - \exp(-\tilde{k}'_{-}L)}{\exp(-\tilde{k}'_{+}L) + \exp(-\tilde{k}'_{-}L)}. \quad (10)$$

Угол поворота большой оси эллипса поляризации дается выражением $\theta(L) = \theta_F L$, где удельное фарадеевское вращение определяется разностью действительных частей констант распространения циркулярных волн

$$\theta_F = \frac{\tilde{k}'_{+} - \tilde{k}'_{-}}{2} = \frac{k_0}{2} (\tilde{n}'_{+} - \tilde{n}'_{-}). \quad (11)$$

В области значений параметров, где среда для волн обеих поляризаций находится в „левом“ состоянии ($\tilde{n}'_{+} < 0$ и $\tilde{n}'_{-} < 0$), угол поворота меняет знак по сравнению с „правой“ средой. В рассматриваемом нами случае только для правополяризованной волны реализуется состояние „левой“ среды, т.е. $\tilde{n}'_{+} < 0$, но $\tilde{n}'_{-} > 0$. При этом удельное вращение определяется выражением $\theta_F = -k_0(|\tilde{n}'_{+}| + \tilde{n}'_{-})/2$, из которого следует, что модуль удельного угла поворота большой оси эллипса поляризации в этом случае возрастает по сравнению с „правой“ средой.

Важной характеристикой МО активности структуры является ее МО добротность, определяемая отношением $\Psi = 2\theta_F / \kappa$, где κ — коэффициент поглощения

Частотная зависимость FOM для поля $H_0 = 1000$ Ое и $\Theta = 1$

ω , GHz	F_+	F_-
2.88	3.7	75.7
3.04	7.4	77.1
3.2	8.6	78.5
3.36	8.6	79.9
3.52	8.0	81.3
3.68	7.1	82.6
3.84	6.0	84.0
4.0	4.8	85.4
4.16	3.4	86.8
4.32	2.0	88.2

излучения структурой [19]. Так как коэффициенты поглощения волн левой и правой круговых поляризаций различны, мы определим этот коэффициент выражением $\kappa = (\kappa_+ + \kappa_-)/2$, где $\kappa_{\pm} = k_0 \tilde{n}'_{\pm}$. С учетом (11) для МО добротности получаем выражение

$$\Psi = 4(\tilde{n}'_+ - \tilde{n}'_-)/(\tilde{n}''_+ + \tilde{n}''_-), \quad (12)$$

которое с учетом знака величины \tilde{n}'_{\pm} может быть использовано как в состоянии „правой“, так и „левой“ среды.

Отношение действительной и мнимой частей показателя преломления волн обеих поляризаций $F_{\pm} = |\tilde{n}'_{\pm}|/\tilde{n}''_{\pm}$ представлена в таблице.

4. Численный анализ

Проведем теперь анализ полученных соотношений для рассматриваемой мелкослоистой СПС в различных частотных и полевых интервалах, где действительная часть эффективного показателя преломления $\text{Re } \tilde{n}_{\pm} = \tilde{n}'_{\pm}$ может быть как положительной, так и отрицательной. Для численного анализа выбраны следующие параметры: для магнитных слоев, выполненных на основе $Y_3Fe_5O_{12}$, $M_0 = 140G$, $\epsilon_f = \epsilon_{f0} = 10$, $\alpha = 0.01$; для слоев полупроводника, выполненных на основе $n\text{-InSb}$, $\epsilon_0 = 17.8$, $\mu_s = 1$, $m^* = 0.014m_e$, $\omega_p = 10^{12} \text{ s}^{-1}$, $\nu = 5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$.

На рис. 3 приведены частотные спектры действительной (сплошные) и мнимой (штриховые) частей эффективных ДП (кривые 1) и МП (кривые 2), полученные для собственных волн обеих круговых поляризаций (a, b) в СПС с отношением толщин слоев $\Theta = 1$ при значении подмагничивающего поля $H_0 = 1000$ Ое. Для зависимостей $\tilde{\epsilon}'_{\pm}(\omega)$ и $\tilde{\mu}'_{\pm}(\omega)$ можно выделить четыре частотные области, отличающиеся соотношением знаков этих величин. В частотном интервале $(1.76 - 2.80) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ значения $\tilde{\epsilon}'_{\pm}$ и $\tilde{\mu}'_{\pm}$ одновременно отрицательны. К этому интервалу примыкают области, где только одна из этих величин имеет отрицательное значение: при $\omega < 1.76 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ $\tilde{\epsilon}'_{\pm} < 0$, $\tilde{\mu}'_{\pm} > 0$, а в интервале частот $(2.80 - 3.31) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $\tilde{\epsilon}'_{\pm} > 0$, $\tilde{\mu}'_{\pm} < 0$. При $\omega > 3.31 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ обе эти величины положительны. На вставке видно, что на частотах

$2.8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ и $3.8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ последовательно происходит смена знаков указанных величин. Величина \tilde{n}' является отрицательной в интервале от $\omega_1 = 1.60 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ до $\omega_2 = 3.18 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (затененная область), где граничные частоты являются корнями уравнения $\tilde{\epsilon}'_{+}\tilde{\mu}''_{+} + \tilde{\epsilon}''_{+}\tilde{\mu}'_{+} = 0$. Что касается эффективных параметров $\tilde{\epsilon}_{-}$ и $\tilde{\mu}_{-}$, то в исследуемых диапазонах частот и полей их действительные и мнимые части являются знакоопределенными (положительными), их частотные и полевые зависимости не проходят через резонанс и испытывают малые изменения, что видно из представленных на рисунке кривых.

На рис. 4 представлены полевые зависимости удельного угла поворота большой оси эллипса поляризации и МО добротности, построенные для частот $\omega = (1.77, 2.0, 2.5, 3.0) \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (кривые 1–4) на основе полученных соотношений. Для первых двух частот (кривые 1, 2) действительная часть эффективного показателя преломления волны с правой круговой поляризацией отрицательна на рассматриваемом интервале изменения подмагничивающего поля. Для указанных частот наибольших значений угол поворота достигает в области резонанса эффективного показателя преломления \tilde{n}'_{\pm} . На резонансных частотах (полях) большим оказывается

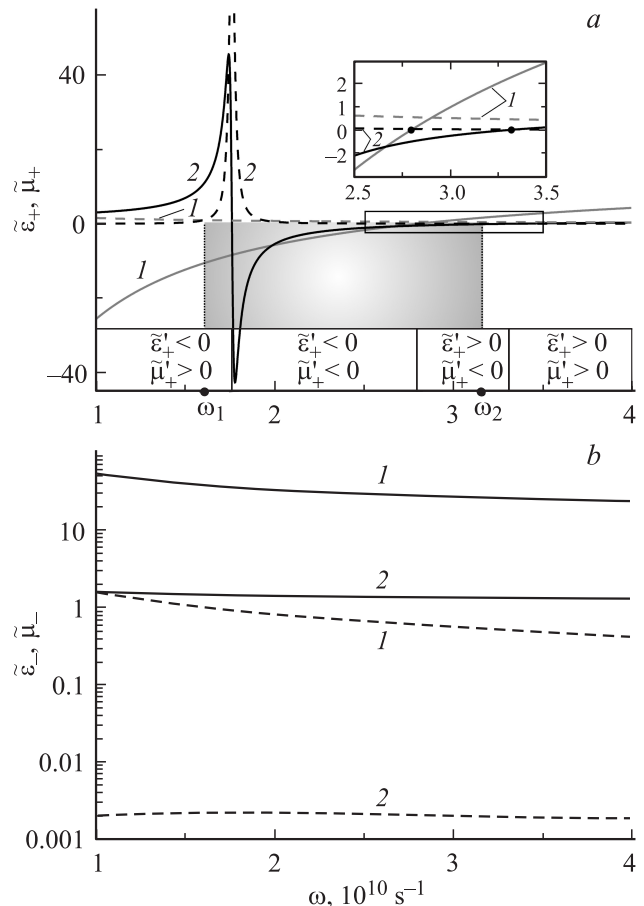


Рис. 3. Частотные зависимости действительных (сплошные) и мнимых (штриховые) кривые частей параметров $\tilde{\epsilon}_{\pm}$ и $\tilde{\mu}_{\pm}$ (1, 2) при $H_0 = 1000$ Ое, $\Theta = 1$.

и поглощение волны с правой поляризацией, поэтому МО добротность здесь мала. Однако в области, прилегающей к резонансной со стороны меньших полей, параметр Ψ достигает достаточно больших значений ($\Psi \approx 50-60$). Для сравнения укажем, что величина МО добротности монокристаллических образцов на основе железо-иттриевого граната (ЖИГ) в оптическом диапазоне достигает значений $\Psi \approx 15$. С ростом частоты пик полевой зависимости угла поворота смещается в область больших полей и уменьшает свою амплитуду. На частоте $2.5 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ (кривая 3 на рис. 4) показатель преломления \tilde{n}'_+ при значении поля $H_0 = 1325 \text{ Oe}$ меняет знак с отрицательного на положительный, т.е. среда становится „правой“ для волн обеих круговых поляризаций. При значениях поля $H_0 = 1415, 1535 \text{ Oe}$ показатели преломления волн обеих круговых поляризаций становятся одинаковыми по величине и по знаку, что приводит к изменению знака угла поворота θ_F . Аналогичная картина происходит на частоте $3 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, для которой изменение знака угла θ_F имеет место при значениях поля $H_0 = 1687$ и 2090 Oe . Однако на этой частоте показатель преломления \tilde{n}'_+ меняет знак

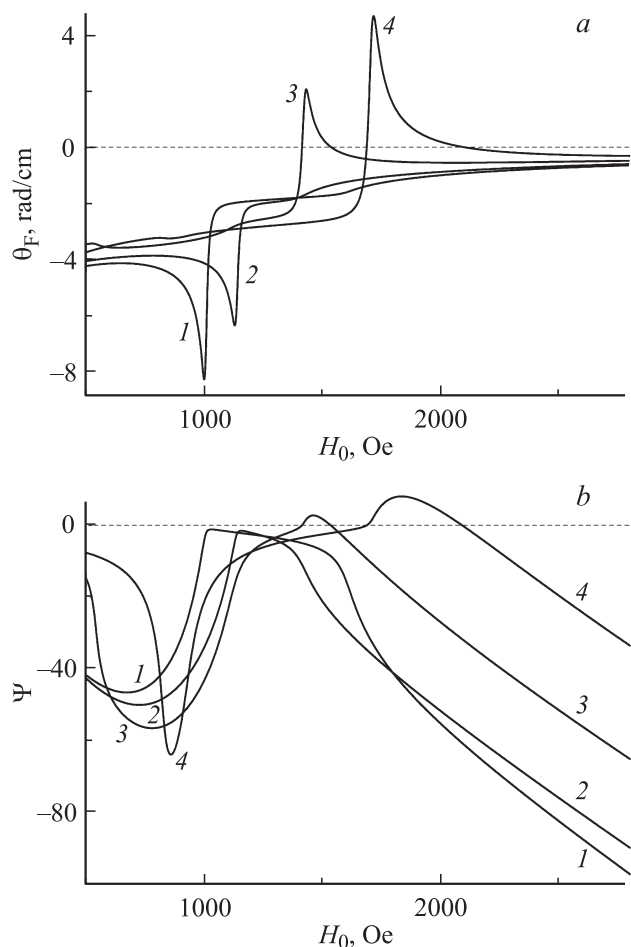


Рис. 4. Полевые зависимости удельного фарадеевского вращения и МО добротности; $\Theta = 1$, $\omega, 10^{10} \text{ s}^{-1}$: 1 — 1.77, 2 — 2.0, 3 — 2.5, 4 — 3.0.

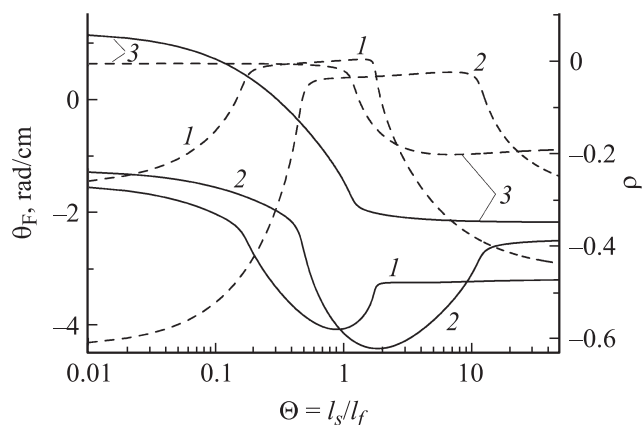


Рис. 5. Зависимости угла фарадеевского вращения (сплошные кривые) и эллиптичности (штриховые) от отношения толщин слоев $\Theta = l_s/l_f$; $\omega = 2.0 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, $H_0, \text{ Oe}$: 1 — 500, 2 — 1000, 3 — 1500.

с отрицательного на положительный при $H_0 = 775 \text{ Oe}$, поэтому на всем рассматриваемом интервале подмагничивающего поля среда является „правой“ для волн обеих круговых поляризаций. В области полей, больше резонансных, значение угла поворота выходит на насыщение ($\theta_F \approx -1 \text{ rad/cm}$) и слабо зависит от частоты, а МО добротность линейно растет.

На рис. 5 приведены зависимости удельного угла поворота большой оси эллипса поляризации и эллиптичности (сплошные и пунктирные кривые) от соотношения толщин слоев в периоде структуры. Указанные зависимости получены для значения подмагничивающего поля $H_0 = (500, 1000, 1500) \text{ Oe}$ (кривые 1, 2, 3), в качестве рабочей — выбрана частота $\omega = 2 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$, а для определения эллиптичности ρ толщина образца предполагается равной $L = 2 \text{ mm}$. В практическом аспекте интересны участки $\Theta = 0.1-10$, где на данной частоте достигаются наибольшие по модулю значения угла фарадеевского вращения и одновременно сохраняется поляризация, близкая к линейной. При значении поля $H_0 = 1500 \text{ Oe}$ (кривая 3) и $\Theta \approx 0.3$ угол θ_F меняет знак.

5. Заключение

Проведенный анализ указывает на широкие возможности управления эффективными материальными параметрами продольно намагниченной композитной СПС „полупроводник–магнетик“ за счет варьирования магнитного поля и частоты распространяющейся волны, а также изменения отношения толщин слоев. Выявлены частотно-полевые области, где СПС обладает отрицательным эффективным показателем преломления (т.е. находится в состоянии „левой“ среды) только для собственной волны с правой круговой поляризацией, тогда как для волны с левой круговой поляризацией СПС остается в состоянии „правой“ среды. Это приводит к

существенному увеличению угла фарадеевского вращения плоскости поляризации в рассмотренных частотно-полевых интервалах. Величина МО добротности в области, прилегающей к резонансной, достигает достаточно больших значений.

С прикладной точки зрения заслуживает также внимания тот факт, что отношение действительной и мнимой частей показателя преломления волн обеих поляризаций $F_{\pm} = |\tilde{n}'_{\pm}|/\tilde{n}''_{\pm}$ (figure of merit, FOM [19]) оказывается достаточно большим в области отрицательности параметров $\tilde{\epsilon}'_{+} < 0$, $\tilde{\mu}'_{+} < 0$ и \tilde{n}'_{+} (см. таблицу). Максимальные значения параметра F_{+} в области „левого“ состояния СПС для волны правой круговой поляризации значительно превышают значения, приведенные в работе [19] для fishnet-композитных структур ($F \approx 3.5$). Для волны с левой круговой поляризацией параметр F_{-} во всей частотной области на порядок превышает параметр F_{+} , что указывает на малые потери в среде для этой волны. Выявленные особенности распространения циркулярно-поляризованных волн в СПС рассмотренного типа свидетельствуют о перспективности их практического использования.

Список литературы

- [1] Ф.Г. Басс, А.А. Булгаков, А.П. Тетервов. Высоочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками. Наука, М. (1989). 288 с.
- [2] Ю.В. Гуляев, С.А. Никитов. Радиотехника 8, 26 (2003).
- [3] I.L. Lyubchanskii, N.N. Dadoenkova, M.I. Lyubchanskii, E.A. Shapovalov, A. Lakhtakia. Phys. Stat. Sol. A. **201**, 3338 (2004).
- [4] С.В. Елисеева, Д.И. Семенцов. Кристаллография **50**, 727 (2005).
- [5] В.А. Кособукин. ФТТ **48**, 2089 (2006).
- [6] V.M. Agranovich. Solid State Commun **78**, 747 (1991).
- [7] S.V. Eliseeva, D.G. Sannikov, D.I. Sementsov. J. Magn. Magn. Mater. **322**, 3807 (2010).
- [8] В.Г. Веселаго. УФН **92**, 517 (1967).
- [9] R.A. Shelby, D.R. Smith, S. Schultz. Science **292**, 77 (2001).
- [10] R.W. Ziolkowski, E. Heyman. Phys. Rev. E **64**, 056 625 (2001).
- [11] В.М. Агранович, Ю.Н. Гаргштейн. УФН **176**, 1051 (2006).
- [12] M. Inoue, R. Fujikawa, A. Baryshev, A. Khanikaev, P.B. Lim, H. Uchida, O. Aktsipetrov, A. Fedyanin, T. Murzina, A. Granovsky. J. Phys. D: Appl. Phys. **39**, R151 (2006).
- [13] M. Levy, H.C. Yang, M.J. Steel, J. Fujita. J. Lightwave Technol. **19**, 1964 (2001).
- [14] Ю.В. Борискина, С.Г. Ерохин, А.Б. Грановский, А.П. Виноградов, М. Inoue. ФТТ **48**, 674 (2006).
- [15] S. Linden, C. Enkrich, M. Weneger, J. Zhou, T. Koschny, C.M. Soukoulis. Science **306**, 1351 (2004).
- [16] A.V. Ivanov, O.A. Kotelnikova, V.A. Ivanov. J. Magn. Magn. Mater. **300**, e67 (2006).
- [17] А.В. Иванов, О.А. Котельникова, А.В. Ведяев, В.А. Иванов. Вестн. МГУ. Сер. 3. Физика, астрономия **4**, 25 (2006).
- [18] А.Г. Гуревич, Г.А. Мелков. Магнитные колебания и волны. Наука, М. (1994). 464 с.
- [19] J. Valentine, S. Zhang, Th. Zentgraf. Nature **455**, 376 (2008).