

Поляритонная динамика одномерного гиротропного магнитного фотонного кристалла в постоянном внешнем электрическом поле. Метод эффективной среды

Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. Тарасенко

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: tarasen@mail.fti.ac.donetsk.ua*

Статья поступила в редакцию 21 июля 2008 г., после переработки 9 сентября 2008 г.

На примере полуограниченного мелкослоистого одномерного гиротропного магнитного фотонного кристалла типа слабый ферромагнетик–немагнитный диэлектрик, находящегося во внешнем электрическом поле, определены условия, при выполнении которых квадратичное магнитооптическое взаимодействие приводит к целому ряду аномалий при отражении и локализации волны ТМ или ТЕ типа, падающей извне на поверхность фотонного кристалла. Электрическое поле постоянно, однородно, коллинеарно равновесному вектору антиферромагнетизма.

На прикладі напівобмеженого дрібношарового одновимірного гіротропного магнітного фотонного кристалу типу слабкий феромагнетик–немагнітний діелектрик, що знаходиться в зовнішньому електричному полі, визначено умови, при виконанні яких квадратична магнітооптична взаємодія призводить до цілого ряду аномалій при відбитті та локалізації хвилі ТМ або ТЕ типу, що падає зовні на поверхню фотонного кристалу. Електричне поле постійне, однорідне, колінеарне рівноважному вектору антиферомагнетизму.

PACS: 41.20.–q Прикладной классический электромагнетизм;
03.65.Ge Решения волновых уравнений: связанные состояния;
42.25.Gy Краевые и граничные эффекты; отражение и преломление.

Ключевые слова: поляритон, магнитный фотонный кристалл, слабый ферромагнетик, квадратичное магнитооптическое взаимодействие.

Введение

Гигантские технологические достижения последних лет в изготовлении высококачественных композитных структур стимулировали активные поиски новых возможных механизмов целенаправленного влияния на характер распространения и локализации электромагнитных волн с помощью постоянных внешнего магнитного и электрического полей [1–4]. Что касается композитных магнитных материалов, то несмотря на все возрастающее число работ, посвященных анализу возможностей целенаправленного воздействия на условия распространения и локализации электромагнитных волн, до сих пор подавляющая часть этих исследований посвящена изучению влияния внешнего магнитно-

го поля и температуры [5,6]. Однако в работах [7–9] было показано, что вследствие квадратичного магнитооптического взаимодействия [10,11] внешнее постоянное электрическое поле может качественно изменить условия прохождения и локализации магнитных поляритонов не только ТЕ, но и ТМ типа как вблизи границы раздела негиротропный магнетик–немагнитный диэлектрик, так и в случае одномерного магнитного фотонного кристалла (МФК) типа легкоосный антиферромагнетик–немагнитный диэлектрик. Вместе с тем в [7–9] расчеты были проведены только для случая скомпенсированного антиферромагнетика. Что же касается анализа условий распространения электромагнитных волн в одномерном гиротропном МФК, поме-

щенном в постоянное внешнее электрическое поле, то до сих пор такая оценка не проведена.

В связи с этим цель настоящей работы — анализ влияния квадратичного магнитооптического взаимодействия на условия отражения объемной электромагнитной волны ТМ или ТЕ типа, падающей извне на поверхность полуограниченного одномерного МФК типа «нескомпенсированный антиферромагнетик–немагнитный диэлектрик», находящегося в постоянном внешнем электрическом поле.

Структурно работа состоит из нескольких разделов. В первом из которых дана постановка задачи, приведены материальные соотношения для магнитной и немагнитной сред, составляющих одномерную двухкомпонентную сверхрешетку типа слабый ферромагнетик (СФМ)–немагнитный диэлектрик. На основе совместного анализа материальных соотношений и межслоевых граничных условий в сверхрешетке определены условия, при выполнении которых в постоянном электрическом поле, коллинеарном направлению равновесного вектора антиферромагнетизма в рассматриваемом гиротропном МФК, имеет место независимое распространение магнитных поляритонов ТМ и ТЕ типа.

В следующих двух разделах, для двух магнитооптических конфигураций, допускающих независимое распространение магнитных поляритонов *s*- и *p*- типа, в рамках метода эффективной среды рассмотрены эф-

фекты, связанные с преломлением нормальных электромагнитных волн, падающих извне на поверхность полуограниченного МФК.

В Заключении приведены основные выводы, следующие из полученных результатов.

Основные соотношения

Рассмотрим двухкомпонентную магнитную сверхрешетку (МСП) типа «гиротропный магнетик–немагнитный диэлектрик» с элементарным периодом $D = d_1 + d_2$ (d_1 — толщина магнитного слоя, а d_2 — немагнитного). В качестве примера гиротропной магнитной среды выберем двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель слабого ферромагнетика [12,13], суммарная равновесная намагниченность которого лежит в легкой плоскости (*XY*) кристалла. С учетом квадратичного магнитооптического взаимодействия в терминах векторов ферромагнетизма \mathbf{m} ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$) и антиферромагнетизма \mathbf{l} ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$), и при условии $|\mathbf{m}| \ll |\mathbf{l}| \cong 1$, соответствующую плотность энергии можно представить в виде ($\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$, $\mathbf{e} = \mathbf{E}/M_0$):

$$F = F_m + F_{mo} - \frac{\varepsilon M_0^2 \mathbf{e}^2}{8\pi}, \quad (1)$$

где

$$\left. \begin{aligned} F_m &= M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 + \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{b_1}{2} l_x^2 l_y^2 - 2d(m_x l_y - m_y l_x) - 2\mathbf{m}\mathbf{h} \right), \\ F_{mo} &= -\frac{M_0^2}{8\pi} \left[\lambda_1 e_z^2 \mathbf{l}^2 + \lambda_2 (e_x^2 + e_y^2) \mathbf{l}^2 + \lambda_3 e_z^2 l_z^2 + \lambda_4 (e_x^2 + e_y^2) l_z^2 + \right. \\ &\quad \left. + \lambda_5 e_z l_z (e_x l_x + e_y l_y) + \lambda_7 e_x e_y l_x l_y + \lambda_8 (e_x^2 - e_y^2) (l_x^2 - l_y^2) \right], \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

здесь δ , d , b и b_1 — константы однородного обмена, Дзялошинского, магнитной анизотропии первого и второго порядка, \mathbf{e} и \mathbf{h} — перенормированное электрическое и магнитное поле соответственно, λ_i ($i = 1 - 8$) — комбинации компонент тензора магнитооптических констант [10,11].

В рамках феноменологической теории динамических свойства исследуемой модели магнитного кристалла описываются системой дифференциальных

уравнений, включающей наряду с уравнениями Максвелла, также и уравнения Ландау–Лифшица для векторов \mathbf{m} и \mathbf{l} .

Пусть одновременно $b \gg b_1 > 0$, тогда, как показывает расчет, в состоянии равновесия $\mathbf{m}_0 \parallel OX$, $\mathbf{l}_0 \parallel OY$ материальные соотношения для компонент векторов магнитной \mathbf{B} и электрической \mathbf{D} индукции в СФМ среде (среда 1) могут быть представлены в виде

$$\left. \begin{aligned} B_x &= \mu_{xx} H_x - \gamma_4 E_y + i\gamma_1 E_z, & D_x &= \varepsilon_{xx} E_x - \gamma_3 E_y + i\gamma_2 H_z, \\ B_y &= \mu_{yy} H_y - i\mu_* H_z - \gamma_3 E_x, & D_y &= \varepsilon_{yy} E_y - i\varepsilon_* E_z - \gamma_4 H_x, \\ B_z &= i\mu_* H_y + \mu_{zz} H_z - i\gamma_2 E_x, & D_z &= i\varepsilon_* E_y + \varepsilon_{zz} E_z - i\gamma_1 H_x. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned}
 \mu_{xx} &= 1 + \varphi \frac{\omega_0^2 + \omega_d^2}{\Delta}, \quad \mu_{yy} = 1 + \varphi \frac{\omega_d^2}{\Delta_1}, \quad \mu_{zz} = 1 + \varphi \frac{\omega_{01}^2}{\Delta_1}, \\
 \varepsilon_{xx} &= \varepsilon_{\perp 1} + \chi_{\perp 1} \frac{\omega_{01}^2}{\Delta_1}, \quad \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{\parallel} + \chi_{\parallel} \frac{\omega_0^2 + \omega_d^2}{\Delta}, \quad \varepsilon_{zz} = \varepsilon_{\perp 2} + \chi_{\perp 2} \frac{\omega_d^2}{\Delta}, \\
 \mu_* &= \varphi \frac{\omega_d \omega}{\Delta_1}, \quad \varepsilon_* = \sqrt{\chi_{\parallel} \chi_{\perp 2}} \frac{\omega_d \omega}{\Delta},
 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

$$\left. \begin{aligned}
 \gamma_1 &= \frac{\lambda_5 e_0 \omega_s \omega}{2\Delta}, \quad \gamma_2 = \frac{\lambda_7 e_0 \omega_s \omega}{2\Delta_1}, \\
 \gamma_3 &= \frac{\lambda_7 e_0 \omega_s \omega_d}{2\Delta_1}, \quad \gamma_4 = \frac{8(\lambda_2 + \lambda_8) d e_0 (\omega_0^2 + \omega_d^2)}{\delta^2 \Delta}, \\
 \chi_{\perp 1} &= \frac{\lambda_7^2 e_0^2}{16\pi b_1}, \quad \chi_{\parallel} = \frac{[2(\lambda_2 + \lambda_8) d e_0]^2}{\pi \delta^3}, \quad \chi_{\perp 2} = \frac{\lambda_5^2 e_0^2 \delta}{64\pi d^2}, \\
 \Delta &= \omega_0^2 + \omega_d^2 - \omega^2, \quad \Delta_1 = \omega_{01}^2 - \omega^2, \quad \omega_0^2 = \frac{\delta \bar{b} \omega_s^2}{4}, \quad \omega_{01}^2 = \frac{\delta \bar{b}_1 \omega_s^2}{4}, \\
 \varepsilon_{\perp 1} &= \varepsilon + \lambda_2 - \lambda_8, \quad \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon + \lambda_2 + \lambda_8, \quad \varepsilon_{\perp 2} = \varepsilon + \lambda_1, \\
 \bar{b} &= b + \frac{(\lambda_8 - \lambda_4) e_0^2}{4\pi}, \quad \bar{b}_1 = b_1 + \frac{\lambda_8 e_0^2}{2\pi}, \\
 \omega_d &= d \omega_s, \quad \omega_s = g M_0, \quad \varphi = \frac{16\pi}{\delta}.
 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Из анализа (3)–(5) следует, что если волновой вектор распространяющихся электромагнитных волн лежит в плоскости YZ , то для рассматриваемой модели неограниченного СФМ кристалла будет иметь место независимое распространение поляритонов ТЕ и ТМ типа, дисперсионные соотношения которых для ТМ волны:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{yy} k_y^2 + \varepsilon_{zz} \left(k_z + \frac{\omega \varepsilon_* \gamma_1 - \varepsilon_{zz} \gamma_4}{\varepsilon_{zz}} \right)^2 &= \\
 = \frac{\omega^2 (\varepsilon_{yy} \varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2) (\mu_{xx} \varepsilon_{zz} - \gamma_1^2)}{c^2 \varepsilon_{zz}}, & \quad (6)
 \end{aligned}$$

для ТЕ волны:

$$\begin{aligned}
 \mu_{yy} k_y^2 + \mu_{zz} \left(k_z - \frac{\omega \mu_* \gamma_2 - \mu_{zz} \gamma_3}{\mu_{zz}} \right)^2 &= \\
 = \frac{\omega^2 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2) (\varepsilon_{xx} \mu_{zz} - \gamma_2^2)}{c^2 \mu_{zz}}. & \quad (7)
 \end{aligned}$$

Совместный анализ соотношений (6), (7) показывает, что включение внешнего электрического поля вдоль направления равновесного вектора антиферро-

магнетизма (OY) в неограниченном СФМ кристалле приводит к невзаимности спектра нормальных колебаний ТМ или ТЕ типа относительно инверсии направления распространения вдоль OZ . В случае скомпенсированной антиферромагнитной среды (формально в (2) нужно положить $d=0$) в (6) и (7) $\mu_* = \varepsilon_* = \gamma_3 = \gamma_4 = 0$, и тогда индуцированный постоянным внешним электрическим полем эффект невзаимности спектра нормальных ТМ и ТЕ электромагнитных волн в неограниченном centrosymmetric антиферромагнетике будет отсутствовать.

Немагнитную среду, входящую в состав рассматриваемой МСР (среда 2), будем считать оптически изотропной ($\varepsilon_2 = \text{const}$), и для нее материальные соотношения имеют вид ($i = x, y, z$)

$$B_{2i} = H_{2i}, \quad D_{2i} = \varepsilon_2 E_{2i}. \quad (8)$$

Кроме того, будем также в дальнейшем полагать, что нормаль к границе раздела магнитной и немагнитной сред \mathbf{n} , которая коллинеарна оси МФК, может совпадать либо с осью OZ , либо с OY , а на каждой из границ раздела система граничных условий может быть представлена в виде

$$\mathbf{E}_\tau = \mathbf{E}_{2\tau}, \quad \mathbf{H}_\tau = \mathbf{H}_{2\tau}, \quad (9)$$

где τ — единичный вектор вдоль направления распространения волны.

Начнем со случая, когда внешнее электрическое поле $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{I}_0 \parallel OY$ коллинеарно оси рассматриваемой МСР (\mathbf{n}). Если ограничиться таким диапазоном частот ω и волновых чисел, при которых длина электромагнитной волны вдоль направления \mathbf{n} много больше элементарного периода рассматриваемой МСР, то можно

приближенно считать, что распределение полей в такой электромагнитной волне мало изменится по толщине как магнитного, так и немагнитного слоя. В этом случае линейная поляритонная динамика данной слоистой структуры с учетом (3)–(5) в рамках метода эффективной среды [14–16] может быть описана с помощью следующих материальных соотношений:

$$\begin{aligned} B_x &= \bar{\mu}_{xx} H_x - \bar{\gamma}_4 E_y + i\bar{\gamma}_1 E_z, & D_x &= \bar{\varepsilon}_{xx} E_x - \bar{\gamma}_3 E_y + i\bar{\gamma}_2 H_z, \\ B_y &= \bar{\mu}_{yy} H_y - i\bar{\mu}^* H_z - \bar{\gamma}_3 E_x, & D_y &= \bar{\varepsilon}_{yy} E_y - i\bar{\varepsilon}^* E_z - \bar{\gamma}_4 H_x, \\ B_z &= i\bar{\mu}^* H_y + \bar{\mu}_{zz} H_z - i\bar{\gamma}_2 E_x, & D_z &= i\bar{\varepsilon}^* E_y + \bar{\varepsilon}_{zz} E_z - i\bar{\gamma}_1 H_x. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь с учетом (4), (5):

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{xx} &= f_1 \mu_{xx} + f_2 - f_1 f_2 \gamma_4^2 / \Delta_\varepsilon, & \bar{\mu}_{yy} &= \mu_{yy} / \Delta_\mu, \\ \bar{\mu}_{zz} &= f_1 \mu_{zz} + f_2 - f_1 f_2 \mu^* / \Delta_\mu, & \bar{\mu}^* &= f_1 \mu^* / \Delta_\mu, \\ \bar{\varepsilon}_{xx} &= f_1 \varepsilon_{xx} + f_2 \varepsilon_2 - f_1 f_2 \gamma_3^2 / \Delta_\mu, & \bar{\varepsilon}_{yy} &= \varepsilon_2 \varepsilon_{yy} / \Delta_\varepsilon, \\ \bar{\varepsilon}_{zz} &= f_1 \varepsilon_{zz} + f_2 \varepsilon_2 - f_1 f_2 \varepsilon^* / \Delta_\varepsilon, & \bar{\varepsilon}^* &= f_1 \varepsilon_2 \varepsilon^* / \Delta_\varepsilon, \\ \bar{\gamma}_1 &= f_1 \gamma_1 - f_1 f_2 \varepsilon^* \gamma_4 / \Delta_\varepsilon, & \bar{\gamma}_3 &= f_1 \gamma_3 / \Delta_\mu, & \Delta_\varepsilon &= f_1 \varepsilon_2 + f_2 \varepsilon_{yy}, \\ \bar{\gamma}_2 &= f_1 \gamma_2 - f_1 f_2 \mu^* \gamma_3 / \Delta_\mu, & \bar{\gamma}_4 &= f_1 \varepsilon_2 \gamma_4 / \Delta_\varepsilon, & \Delta_\mu &= f_1 + f_2 \mu_{yy}. \end{aligned} \quad (11)$$

где $f_1 = d_1/D$, $f_2 = d_2/D$.

При этом спектр нормальных магнитных ТМ и ТЕ поляритонов с $\mathbf{k} \in YZ$, распространяющихся в такой неограниченной мелкослоистой МСР, может быть представлен для ТМ волны:

$$\bar{\varepsilon}_{yy} k_y^2 + \bar{\varepsilon}_{zz} \left(k_z + \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\varepsilon}^* \bar{\gamma}_1 - \bar{\varepsilon}_{zz} \bar{\gamma}_4}{\bar{\varepsilon}_{zz}} \right)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}^*) (\bar{\mu}_{xx} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\gamma}_1^2)}{\bar{\varepsilon}_{zz}}, \quad (12)$$

для ТЕ волны:

$$\bar{\mu}_{yy} k_y^2 + \bar{\mu}_{zz} \left(k_z - \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\mu}^* \bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_{zz} \bar{\gamma}_3}{\bar{\mu}_{zz}} \right)^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}^*) (\bar{\varepsilon}_{xx} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\gamma}_2^2)}{\bar{\mu}_{zz}}. \quad (13)$$

Если же внешнее электрическое поле $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{I}_0 \parallel OY$ ортогонально направлению оси рассматриваемой МСР ($\mathbf{n} \parallel OZ$), то, как показывает расчет, в приближении эффективной среды [14–16] вид материальных соотношений (10) и спектра нормальных магнитных поляритонов (12), (13) структурно останется прежним, однако теперь:

$$\begin{aligned} \bar{\mu}_{xx} &= f_1 \mu_{xx} + f_2 - f_1 f_2 \gamma_1^2 / \Delta_\varepsilon, & \bar{\mu}_{yy} &= f_1 \mu_{yy} + f_2 - f_1 f_2 \mu^* / \Delta_\mu, \\ \bar{\mu}_{zz} &= \mu_{zz} / \Delta_\mu, & \bar{\mu}^* &= f_1 \mu^* / \Delta_\mu, \\ \bar{\varepsilon}_{xx} &= f_1 \varepsilon_{xx} + f_2 \varepsilon_2 - f_1 f_2 \gamma_2^2 / \Delta_\mu, & \bar{\varepsilon}_{yy} &= f_1 \varepsilon_{yy} + f_2 \varepsilon_2 - f_1 f_2 \varepsilon^* / \Delta_\varepsilon, \\ \bar{\varepsilon}_{zz} &= \varepsilon_2 \varepsilon_{zz} / \Delta_\varepsilon, & \bar{\varepsilon}^* &= f_1 \varepsilon_2 \varepsilon^* / \Delta_\varepsilon, \\ \bar{\gamma}_1 &= f_1 \varepsilon_2 \gamma_1 / \Delta_\varepsilon, & \bar{\gamma}_2 &= f_1 \gamma_2 / \Delta_\mu, \\ \bar{\gamma}_3 &= f_1 \gamma_3 - f_1 f_2 \mu^* \gamma_2 / \Delta_\mu, & \bar{\gamma}_4 &= f_1 \gamma_4 - f_1 f_2 \varepsilon^* \gamma_1 / \Delta_\varepsilon, \\ \Delta_\varepsilon &= f_1 \varepsilon_2 + f_2 \varepsilon_{zz}, & \Delta_\mu &= f_1 + f_2 \mu_{zz}. \end{aligned} \quad (14)$$

Несложно убедиться, что в предельных случаях $d_1/d_2 \rightarrow 0$ или $d_2/d_1 \rightarrow 0$, соотношения (10)–(14), независимо от ориентации \mathbf{n} , совпадают с полученными выше выражениями для пространственно однородной немагнитной (8) или слабо ферромагнитной среды (3)–(5) соответственно.

Чтобы проанализировать влияние внешнего постоянного электрического поля \mathbf{E}_0 на условия локализации s - или p -поляризованной электромагнитной волны, распространяющейся в полуограниченной МСР, будем считать, что сверхрешетка с осью \mathbf{n} занимает нижнее полупространство ($\eta < 0$, где η — координата вдоль нормали \mathbf{n}), тогда как верхнее полупространство ($\eta > 0$) занято немагнитной, пространственно однородной средой с постоянной диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}$. Для нее материальные соотношения имеют вид ($i = x, y, z$)

$$\tilde{B}_i = \tilde{H}_i, \quad \tilde{D}_i = \tilde{\epsilon} \tilde{E}_i. \quad (15)$$

В результате, в рамках метода эффективной среды, система граничных условий, выполненная на границе раздела «немагнитное полупространство–полуограниченная мелкослоистая МСР» ($\eta = 0$), может быть представлена в виде

$$\bar{\mathbf{E}}_\tau = \tilde{\mathbf{E}}_\tau, \quad \bar{\mathbf{H}}_\tau = \tilde{\mathbf{H}}_\tau. \quad (16)$$

Рассмотрим условия локализации и прохождения электромагнитной волны с $\mathbf{k} \in YZ$, падающей извне на поверхность рассматриваемой гиротропной МСР, помещенной в постоянное внешнее электрическое поле $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY$ отдельно для двух различных ориентаций оси сверхрешетки $\mathbf{n}: \mathbf{n} \parallel OZ$ или $\mathbf{n} \parallel OY$.

Внешнее электрическое поле коллинеарно оси гиротропной мелкослоистой магнитной сверхрешетки

Расчет показывает, что амплитудный коэффициент отражения объемной ТМ ($\alpha = p$) или ТЕ ($\alpha = s$) волны, падающей из глубины верхнего немагнитного полупространства на внешнюю поверхность рассматриваемой полуограниченной мелкослоистой гиротропной МСР с $\mathbf{n} \parallel \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY$, определяется соотношением

$$R^\alpha = \frac{\tilde{Z}^\alpha - \bar{Z}^\alpha}{\tilde{Z}^\alpha + \bar{Z}^\alpha}, \quad \alpha = p, s. \quad (17)$$

Здесь \bar{Z}^α — эффективные импедансы для волны ТЕ или ТМ типа, падающей извне на поверхность рассматриваемой мелкослоистой МСР:

$$\bar{Z}^s = \frac{ic\bar{\mu}_{yy}}{\omega(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)} \left(\bar{q}^s - \frac{\bar{\mu}_*}{\bar{\mu}_{yy}} k_\perp - \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\mu}_* \bar{\gamma}_3 - \bar{\mu}_{yy} \bar{\gamma}_2}{\bar{\mu}_{yy}} \right), \quad (18)$$

$$\bar{Z}^p = \frac{ic\bar{\epsilon}_{yy}}{\omega(\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\epsilon}_*^2)} \left(-\bar{q}^p + \frac{\bar{\epsilon}_*}{\bar{\epsilon}_{yy}} k_\perp - \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\epsilon}_* \bar{\gamma}_4 - \bar{\epsilon}_{yy} \bar{\gamma}_1}{\bar{\epsilon}_{yy}} \right).$$

\tilde{Z}^α — поверхностные импедансы для немагнитной среды, занимающей верхнее полупространство:

$$\tilde{Z}^s = ic\tilde{q}/\omega, \quad \tilde{Z}^p = -ic\tilde{q}/\omega\tilde{\epsilon}. \quad (19)$$

В (18), (19) \bar{q}^α и \tilde{q} — обратная глубина проникновения поляритонной волны ТМ или ТЕ типа в рассматриваемую МСР и внешнюю немагнитную среду соответственно:

$$\begin{aligned} \bar{q}^s &= \sqrt{\frac{\bar{\mu}_{zz}}{\bar{\mu}_{yy}} \left(k_\perp - \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\mu}_* \bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_{zz} \bar{\gamma}_3}{\bar{\mu}_{zz}} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)(\bar{\epsilon}_{xx}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\gamma}_2^2)}{\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz}}}, \\ \bar{q}^p &= \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}_{zz}}{\bar{\epsilon}_{yy}} \left(k_\perp + \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\epsilon}_* \bar{\gamma}_1 - \bar{\epsilon}_{zz} \bar{\gamma}_4}{\bar{\epsilon}_{zz}} \right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\epsilon}_*^2)(\bar{\mu}_{xx}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\gamma}_1^2)}{\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz}}}, \\ \tilde{q} &= \sqrt{k_\perp^2 - \tilde{\epsilon}\omega^2/c^2}, \quad k_\perp = k_z. \end{aligned} \quad (20)$$

Таким образом, для данной магнитооптической конфигурации величина коэффициента отражения (17) не только ТЕ, но и ТМ волны оказывается зависящей от знака проекции волнового вектора падающей извне на поверхность СФМ объемной электромагнитной волны $R^\alpha(k_\perp) \neq R^\alpha(-k_\perp)$.

В соответствии с общими положениями теории волновых процессов в слоистых средах [17] полюс

коэффициента отражения определяет спектр поверхностной волны. Поэтому с помощью (17)–(20) дисперсионные соотношения для поверхностных ТМ и ТЕ поляритонов, распространяющихся вдоль границы раздела «мелкослоистая МСР–немагнитная среда», с учетом (4), (5) и (11) могут быть представлены в виде

$$\bar{q}^p + \frac{\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\epsilon}_*^2}{\bar{\epsilon}\bar{\epsilon}_{yy}} \bar{q} - \frac{\bar{\epsilon}_*}{\bar{\epsilon}_{yy}} k_{\perp} + \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\epsilon}_* \bar{\gamma}_4 - \bar{\epsilon}_{yy} \bar{\gamma}_1}{\bar{\epsilon}_{yy}} = 0 \text{ (TM волна),} \quad (21)$$

$$\bar{q}^s + \frac{\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2}{\bar{\mu}_{yy}} \bar{q} - \frac{\bar{\mu}_*}{\bar{\mu}_{yy}} k_{\perp} - \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\mu}_* \bar{\gamma}_3 - \bar{\mu}_{yy} \bar{\gamma}_2}{\bar{\mu}_{yy}} = 0 \text{ (TE волна).} \quad (22)$$

Анализ показывает, что структура спектра поверхностных магнитных поляритонов рассматриваемого типа существенно зависит от знака и величины проекции постоянного внешнего электрического поля на

ось МСР (см. рис. 1, 2). Причем вследствие квадратичного магнитооптического взаимодействия может изменяться не только область существования данной ветви спектра, но и ее тип. В частности, возможен переход от кривой, характерной для поверхностного поляритона первого типа (его кривая не имеет коротковолновой точки окончания [18]), к кривой соответствующей виртуальному поверхностному поляритону [18]. Совместный анализ (21) и (22) показывает, что необходимые условия локализации данных поляритонных волн p - или s -поляризации вблизи поверхности рассматриваемой мелкослойистой МСР могут быть представлены в виде

$$q_1^{\alpha} d_1 > q_2^{\alpha} d_2, \quad (23)$$

где q_i^{α} — степень проникновения нормальной поляритонной волны ТМ или ТЕ типа в среду i ($i = 1, 2$):

$$\left. \begin{aligned} q_1^s &= \sqrt{\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \left(k_{\perp} - \frac{\omega}{c} \frac{\mu_* \gamma_2 - \mu_{zz} \gamma_3}{\mu_{zz}} \right)^2 - \frac{\omega^2 (\mu_{yy} \mu_{zz} - \mu_*^2) (\epsilon_{xx} \mu_{zz} - \gamma_2^2)}{c^2 \mu_{yy} \mu_{zz}}}, \\ q_1^p &= \sqrt{\frac{\epsilon_{zz}}{\epsilon_{yy}} \left(k_{\perp} + \frac{\omega}{c} \frac{\epsilon_* \gamma_1 - \epsilon_{zz} \gamma_4}{\epsilon_{zz}} \right)^2 - \frac{\omega^2 (\epsilon_{yy} \epsilon_{zz} - \epsilon_*^2) (\mu_{xx} \epsilon_{zz} - \gamma_1^2)}{c^2 \epsilon_{yy} \epsilon_{zz}}}, \\ q_2^s &= q_2^p = \sqrt{k_{\perp}^2 - \epsilon_2 \omega^2 / c^2}, \quad k_{\perp} = k_z. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

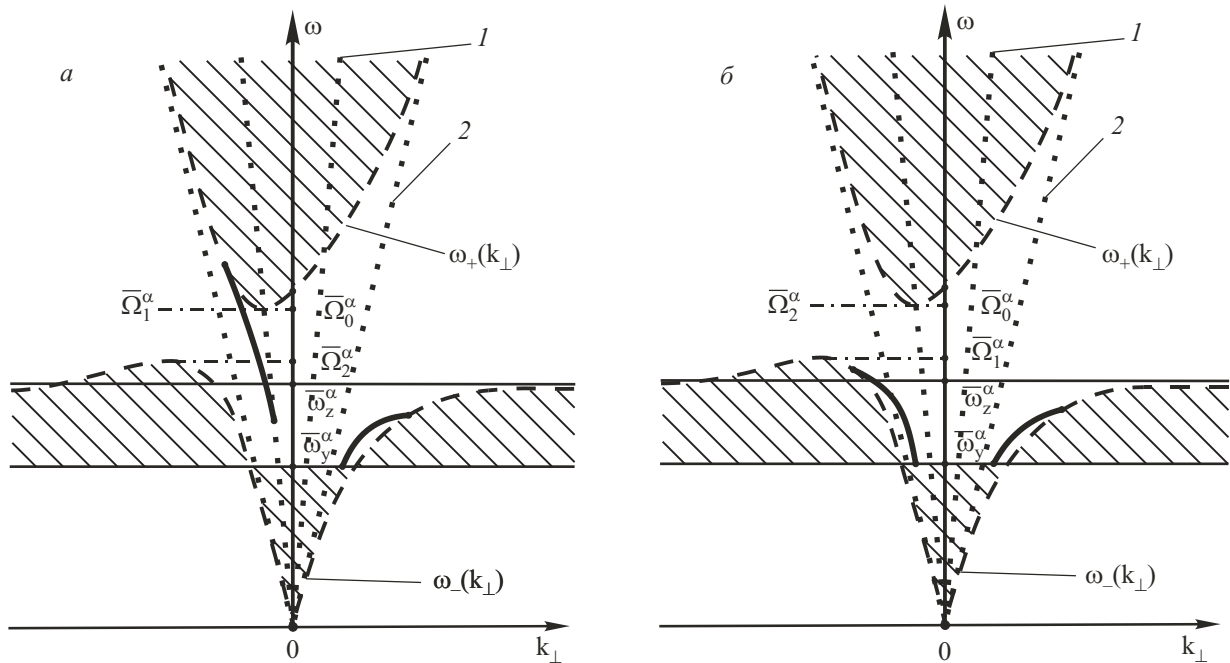


Рис. 1. Спектр поверхностных ТЕ поляритонов (сплошная жирная линия) на границе раздела «МСР–немагнитный диэлектрик» для различных значений внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$, причем $(\mathbf{E}_0 \mathbf{n}) > 0$. Область существования объемных волн заштрихована: $E_0 < 2\sqrt{\epsilon_{\perp 1}} \phi d M_0 / \lambda_7$ (а), $E_0 > 2\sqrt{\epsilon_{\perp 1}} \phi d M_0 / \lambda_7$ (б), $\omega = k_{\perp} c / \sqrt{\bar{\epsilon}}$ (1), $\omega = k_{\perp} c / \sqrt{\bar{\epsilon}_{\perp}}$ (2). Случай $\bar{\omega}_y^{\alpha} < \bar{\omega}_z^{\alpha}$.

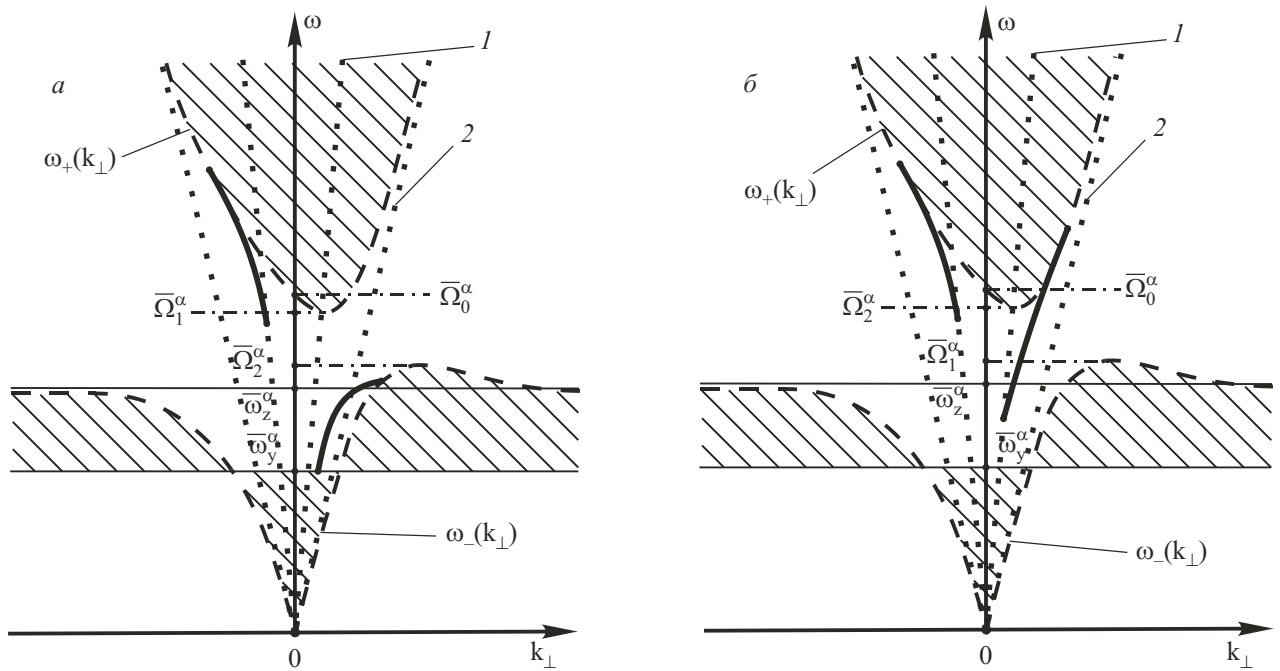


Рис. 2. Спектр поверхностных ТЕ поляритонов (сплошная жирная линия) на границе раздела «МСП–немагнитный диэлектрик» для различных значений внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$, причем $(\mathbf{E}_0 \mathbf{n}) < 0$. Область существования объемных волн заштрихована: $E_0 < 2\sqrt{\varepsilon_{\perp}\phi d M_0/\lambda_7}$ (а), $E_0 > 2\sqrt{\varepsilon_{\perp}\phi d M_0/\lambda_7}$ (б), $\omega = k_{\perp}c/\sqrt{\varepsilon}$ (1); $\omega = k_{\perp}c/\sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ (2). Случай $\bar{\omega}_y^{\alpha} < \bar{\omega}_z^{\alpha}$.

Пусть положительные направления векторов \mathbf{k}_y , \mathbf{m}_0 , и \mathbf{E}_0 ($\mathbf{m}_0 \parallel OX$) образуют правую тройку. Если считать частоту падающей волны ω и ее угол наклона (проекцию волнового вектора на границу раздела сред k_{\perp}) заданными внешними параметрами, то из (19)–(22) следует, что в случае, когда $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$, характер преломления ТМ и ТЕ волны с $\mathbf{k} \in YZ$ для рассматриваемого МФК будет существенно изменяться по сравнению со случаем $|\mathbf{E}_0| = 0$. В частности, для возбуждения в СФМ фотонном кристалле объемной p - или s -волны с теми же ω и k_{\perp} необходимо, чтобы ее частота и волновое число одновременно удовлетворяли одному из следующих неравенств:

$$\frac{\bar{\mu}_{zz}}{\bar{\mu}_{yy}} \left(k_{\perp} - \frac{\omega \bar{\mu}^* \bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_{zz} \bar{\gamma}_3}{c \bar{\mu}_{zz}} \right)^2 < \frac{\omega^2 (\bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}^{*2}) (\bar{\varepsilon}_{xx} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\gamma}_2^2)}{c^2 \bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz}} \quad (\text{ТЕ волна}), \quad (25)$$

$$\frac{\bar{\varepsilon}_{zz}}{\bar{\varepsilon}_{yy}} \left(k_{\perp} + \frac{\omega \bar{\varepsilon}^* \bar{\gamma}_1 - \bar{\varepsilon}_{zz} \bar{\gamma}_4}{c \bar{\varepsilon}_{zz}} \right)^2 < \frac{\omega^2 (\bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}^{*2}) (\bar{\mu}_{xx} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\gamma}_1^2)}{c^2 \bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz}} \quad (\text{ТМ волна}). \quad (26)$$

При этом, в зависимости от конкретных сочетаний величин ω и k_{\perp} , характер преломления ТМ или ТЕ волны с $\mathbf{k} \in YZ$ в МФК при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$ может быть совершенно различным. Чтобы проанализировать эту зависимость, рассмотрим соотношения, определяющие для заданной частоты ω форму сечения поверхности волновых векторов (ПВВ) плоскостью падения ($\mathbf{k} \in YZ$) нормальной ТМ или ТЕ волны в случае мелкослоистой МСП (10), (12), (13):

$$\frac{k_y^2}{(a^{\alpha})^2} + \frac{(k_z + c^{\alpha})^2}{(b^{\alpha})^2} = 1, \quad (27)$$

где соответственно приняты обозначения ($\alpha = p, s$):

$$\begin{aligned} (a^s)^2 &= \frac{\omega^2 (\bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}^{*2}) (\bar{\varepsilon}_{xx} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\gamma}_2^2)}{c^2 \bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz}}, & (a^p)^2 &= \frac{\omega^2 (\bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}^{*2}) (\bar{\mu}_{xx} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\gamma}_1^2)}{c^2 \bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz}}, \\ (b^s)^2 &= \frac{\omega^2 (\bar{\mu}_{yy} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}^{*2}) (\bar{\varepsilon}_{xx} \bar{\mu}_{zz} - \bar{\gamma}_2^2)}{c^2 \bar{\mu}_{zz}^2}, & (b^p)^2 &= \frac{\omega^2 (\bar{\varepsilon}_{yy} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}^{*2}) (\bar{\mu}_{xx} \bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\gamma}_1^2)}{c^2 \bar{\varepsilon}_{zz}^2}, \\ c^s &= -\frac{\omega \bar{\mu}^* \bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_{zz} \bar{\gamma}_3}{c \bar{\mu}_{zz}}, & c^p &= \frac{\omega \bar{\varepsilon}^* \bar{\gamma}_1 - \bar{\varepsilon}_{zz} \bar{\gamma}_4}{c \bar{\varepsilon}_{zz}}. \end{aligned}$$

Обозначим через $\bar{\Omega}_1^s$ — корень уравнения $\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2 = 0$; и далее соответственно $\bar{\Omega}_2^s$ — корень $\bar{\varepsilon}_{xx}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\gamma}_2^2 = 0$; $\bar{\Omega}_1^p$ — корень $\bar{\varepsilon}_{yy}\bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\varepsilon}_*^2 = 0$; $\bar{\Omega}_2^p$ — корень $\bar{\mu}_{xx}\bar{\varepsilon}_{zz} - \bar{\gamma}_1^2 = 0$, $\bar{\mu}_{zz}(\bar{\omega}_z^s) = 0$; $\bar{\varepsilon}_{zz}(\bar{\omega}_z^p) = 0$; $\bar{\mu}_{yy}(\bar{\omega}_y^s) = 0$, $\bar{\varepsilon}_{yy}(\bar{\omega}_y^p) = 0$.

Аналогичное сечение в случае немагнитного диэлектрика, как для ТМ, так и для ТЕ волны, имеет вид

$$k_y^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \tilde{\varepsilon}. \quad (28)$$

Совместный анализ (27), (28) показывает, что на плоскости $k_y k_z$ для фиксированной частоты ω и в зависимости от величины $\tilde{\varepsilon}$ число вариантов возможных относительных расположений сечений ПВВ падающей и преломленной волн может быть достаточно велико. Это определяется отношением (с учетом знаков) следующих параметров: $\omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}}/c$, $b^\alpha + |c^\alpha|$ и a^α .

Для определенности рассмотрим ТЕ волну ($\alpha = s$). Предположим, что одновременно $\omega\sqrt{\tilde{\varepsilon}}/c > b^\alpha + |c^\alpha|$ и $\mathbf{E}_0 \mathbf{n} > 0$ (рис. 3, а-е), тогда при $0 < \omega < \bar{\omega}_y^\alpha$ (рис. 3, а) для волновых чисел $k_z < -b^\alpha - |c^\alpha|$ и $k_z > b^\alpha - |c^\alpha|$ реализуется эффект полного внутреннего отражения (ПВО) [17], тогда как при $-|c^\alpha| < k_z < 0$ имеет место эффект отрицательной оптической рефракции (проекция на границу раздела сред групповых скоростей падающей

и преломленной волн имеют разные знаки). В остальных интервалах углов падения реализуется обычный (проекции групповых скоростей на плоскость границы раздела сред для падающей и прошедшей объемных волн имеют одинаковые знаки) механизм преломления ($(\bar{q}^\alpha)^2 < 0$; $\tilde{q}^2 < 0$).

В случае $\bar{\omega}_y^\alpha < \omega < \bar{\omega}_z^\alpha$ (рис. 3, б) и значениях волновых чисел, удовлетворяющих условию $-b^\alpha - |c^\alpha| < k_z < b^\alpha - |c^\alpha|$, в рамках рассматриваемой модели МФК также имеет место эффект ПВО ($(\bar{q}^\alpha)^2 > 0$; $\tilde{q}^2 < 0$). Вне этого интервала будет иметь место преломление падающей объемной электромагнитной волны ТЕ типа в рассматриваемый магнетик ($(\bar{q}^\alpha)^2 < 0$; $\tilde{q}^2 < 0$), однако проекции фазовых скоростей отраженной и прошедшей волны на направление нормали к границе раздела сред \mathbf{n} будут иметь одинаковые знаки (аномальная рефракция).

Для $\bar{\omega}_z^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$ (рис. 3, в) $-b^\alpha - |c^\alpha| > 0$, и значит формирование в МФК преломленной объемной волны, соответствующей поляризации, будет возможно только для $k_z < 0$ (в интервале $-b^\alpha + |c^\alpha| < k_z < b^\alpha + |c^\alpha|$). При этом преломленная электромагнитная волна будет демонстрировать эффект аномальной рефракции, поскольку в данном частотном диапазоне $\partial\omega/\partial k < 0$. Однако, если $-b^\alpha + |c^\alpha| < k_z < |c^\alpha|$, то проекции на границу раздела сред групповых скоростей падающей и

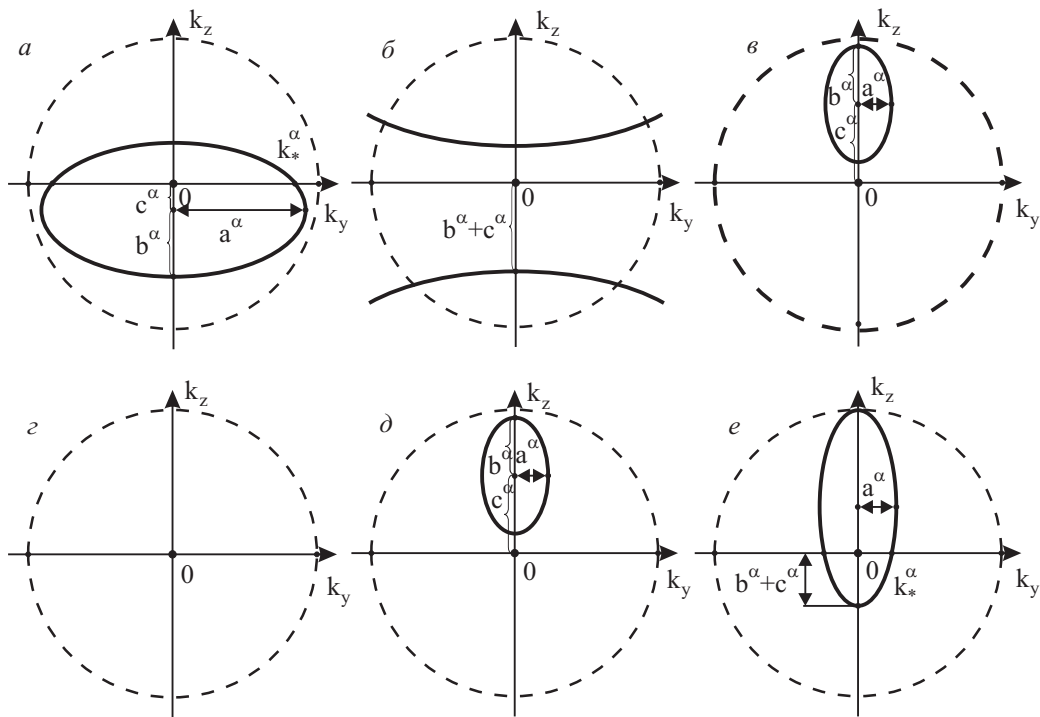


Рис. 3. Форма сечения поверхности волновых векторов ТЕ волны в \mathbf{k} -пространстве плоскостью $k_y k_z$ для случая когда \mathbf{k}_z , \mathbf{m}_0 , \mathbf{E}_0 образуют правую тройку векторов при $\mathbf{n} \parallel OZ$, $\mathbf{E}_0 \parallel OY$ и $\mathbf{m}_0 \parallel OX$: сплошная линия для магнитной среды, пунктир — для немагнитной: $0 < \omega < \bar{\omega}_y^\alpha$ (а); $\bar{\omega}_y^\alpha < \omega < \bar{\omega}_z^\alpha$ (б); $\bar{\omega}_z^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$ (в); $\bar{\Omega}_1^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_2^\alpha$ (г); $\bar{\Omega}_2^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_0^\alpha$ (д); $\omega > \bar{\Omega}_0^\alpha$ (е). Случай $\bar{\omega}_y^\alpha < \bar{\omega}_z^\alpha$.

преломленной волн будут иметь одинаковые знаки, и наоборот, если $|c^\alpha| < k_z < b^\alpha + |c^\alpha|$. Вне интервала $-b^\alpha + |c^\alpha| < k_z < b^\alpha + |c^\alpha|$ волновых чисел k_z реализуется эффект ПВО ($(\bar{q}^\alpha)^2 \gg 0; \tilde{q}^2 < 0$), в частности, для всех $k_z > 0$.

Если $\bar{\Omega}_1^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_2^\alpha$, (рис. 3,з) то при любом угле падения будет иметь место эффект ПВО, т.е. в МСР будет распространяться только неоднородная электромагнитная волна соответствующей поляризации ($(\bar{q}^\alpha)^2 > 0; \tilde{q}^2 < 0$).

При $\bar{\Omega}_2^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_0^\alpha$ (рис. 3,д) форма сечения ПВВ топологически не отличается от случая $\bar{\omega}_z^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$, только в данном случае $\partial\omega/\partial k > 0$. Поэтому, теперь при $-b^\alpha + |c^\alpha| < k_z < |c^\alpha|$ имеет место эффект отрицательной оптической рефракции, а при $|c^\alpha| < k_z < b^\alpha + |c^\alpha|$ падающая электромагнитная волна испытывает обычную рефракцию (частота $\bar{\Omega}_0^\alpha$ определяется из (27), когда $k_y = k_z = 0$).

Наконец, в случае $\omega > \bar{\Omega}_0^\alpha$ (рис. 3,е) эффект ПВО ($(\bar{q}^\alpha)^2 > 0; \tilde{q}^2 < 0$) возможен вне интервала волновых чисел $-b^\alpha + |c^\alpha| < k_z < b^\alpha + |c^\alpha|$. Если же для преломленной в магнетик объемной электромагнитной волны ТЕ типа справедливо неравенство $0 < k_z < |c^\alpha|$, то будет наблюдаться эффект отрицательной оптической рефракции. Для остальных углов падения электромагнитной волны реализуется обычный механизм преломления.

Проведенный выше анализ для ТЕ волны справедлив также и для ТМ волны ($\alpha = p$), когда $\mathbf{E}_0 \mathbf{n} < 0$. Если в полученных выше неравенствах произвести замену $c^\alpha \rightarrow -c^\alpha$ (что соответствует зеркальному отражению графиков рис. 3 относительно оси Ok_y), то прове-

денный анализ соответствует ТЕ волне ($\alpha = s$) при $\mathbf{E}_0 \mathbf{n} < 0$, или ТМ волне ($\alpha = p$) при $\mathbf{E}_0 \mathbf{n} > 0$.

В том случае, когда $d = 0$ или $\mathbf{E}_0 = 0$, в (27) $c^\alpha = 0$, и реализация режимов аномальной и отрицательной рефракции, отмеченных выше, становится невозможной.

Следует подчеркнуть, что во всех выше перечисленных случаях в условиях полного внутреннего отражения амплитуда распространяющейся неоднородной поляритонной волны ТМ или ТЕ типа экспоненциально (с показателем (20)) спадает по мере удаления от границы раздела вглубь магнитной среды.

Внешнее электрическое поле ортогонально оси гиротропной мелкослоистой магнитной сверхрешетки

Пусть теперь ось сверхрешетки $\mathbf{n} \parallel OZ$, тогда как внешнее электрическое поле по-прежнему ориентировано $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel OY$. В этом случае амплитудный коэффициент отражения для объемной ТМ или ТЕ волны, падающей извне на поверхность рассматриваемой полугораниченной мелкослоистой МСР, также будет иметь вид (17). Но теперь поверхностные импедансы для магнитной среды будут следующие:

$$\begin{aligned} \bar{Z}^p &= \frac{ic\bar{\epsilon}_{zz}}{\omega(\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\epsilon}_*^2)} \left(\bar{q}_{re}^p + \frac{\bar{\epsilon}_*}{\bar{\epsilon}_{zz}} k_\perp \right), \\ \bar{Z}^s &= \frac{ic\bar{\mu}_{zz}}{\omega(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)} \left(-\bar{q}_{re}^s - \frac{\bar{\mu}_*}{\bar{\mu}_{zz}} k_\perp \right), \\ \tilde{Z}^s &= -ic\tilde{q}/\omega, \quad \tilde{Z}^p = ic\tilde{q}/\omega\tilde{\epsilon}, \end{aligned} \quad (29)$$

где \bar{q}_{re}^α — действительная часть \bar{q}^α (степень проникновения нормальной поляритонной волны ТМ ($\alpha = p$) или ТЕ ($\alpha = s$) типа в МСР):

$$\bar{q}^\alpha = \bar{q}_{re}^\alpha + i\bar{q}_{im}^\alpha, \quad \alpha = p, s \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \bar{q}_{re}^s &= \sqrt{\frac{\bar{\mu}_{yy}}{\bar{\mu}_{zz}} k_\perp^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2)(\bar{\epsilon}_{xx}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\gamma}_2^2)}{\bar{\mu}_{zz}^2}}, \quad \bar{q}_{im}^s = -\sigma \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\mu}_*\bar{\gamma}_2 - \bar{\mu}_{zz}\bar{\gamma}_3}{\bar{\mu}_{zz}}, \\ \bar{q}_{re}^p &= \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}_{yy}}{\bar{\epsilon}_{zz}} k_\perp^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\epsilon}_*^2)(\bar{\mu}_{xx}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\gamma}_1^2)}{\bar{\epsilon}_{zz}^2}}, \quad \bar{q}_{im}^p = \sigma \frac{\omega}{c} \frac{\bar{\epsilon}_*\bar{\gamma}_1 - \bar{\epsilon}_{zz}\bar{\gamma}_4}{\bar{\epsilon}_{zz}}, \\ \tilde{q} &= \sqrt{k_\perp^2 - \tilde{\epsilon}\omega^2/c^2}, \quad k_\perp = k_y, \quad \sigma = \text{sign}(k_z). \end{aligned}$$

Таким образом, дисперсионное соотношение для поверхностного магнитного поляритона, локализованного вблизи внешней поверхности полугораниченной мелкослоистой МСР, рассматриваемого типа имеет следующий вид:

$$\bar{q}_{re}^p + \frac{\bar{\epsilon}_{yy}\bar{\epsilon}_{zz} - \bar{\epsilon}_*^2}{\tilde{\epsilon}\bar{\epsilon}_{zz}} \tilde{q} + \frac{\bar{\epsilon}_*}{\bar{\epsilon}_{zz}} k_\perp = 0 \quad (\text{ТМ волна}), \quad (31)$$

$$\bar{q}_{re}^s + \frac{\bar{\mu}_{yy}\bar{\mu}_{zz} - \bar{\mu}_*^2}{\bar{\mu}_{zz}} \tilde{q} + \frac{\bar{\mu}_*}{\bar{\mu}_{zz}} k_\perp = 0 \quad (\text{ТЕ волна}). \quad (32)$$

Характерный вид соответствующих дисперсионных кривых в зависимости от величины приложенного внешнего электрического поля приведен на рис. 4.

При этом характер локализации данного типа возбуждений в рассматриваемой магнитной сверхрешетке имеет вид

$$H_x(z) = A^P \exp[(\bar{q}_{re}^P + i\bar{q}_{im}^P)z] \quad (\text{TM волна}), \quad (33)$$

$$E_x(z) = A^S \exp[(\bar{q}_{re}^S + i\bar{q}_{im}^S)z] \quad (\text{TE волна}). \quad (34)$$

Таким образом, в данном случае, в отличие от поверхностных магнитных ТМ и ТЕ поляритонов, изученных в предыдущем разделе, по мере удаления вглубь МСР от ее внешней поверхности амплитуда электромагнитной волны как *p*- так и *s*-типа может осциллировать, уменьшаясь при этом по величине, если для заданных величин ω и k_{\perp} выполнено условие $\bar{q}_{re}^{\alpha} < \bar{q}_{im}^{\alpha}$.

Следует отметить, что в отличие от случая поверхностных двухпарциальных возбуждений, нам не удалось найти однозначной терминологии, принятой для характеристики однопарциальных поверхностных волн, амплитуда которых по мере удаления от границы раздела может одновременно не только экспоненциально убывать, но и осциллировать. Так соответствующий тип поверхностных однопарциальных магнитоэлектрических спиновых волн в работе [19] назван поверхностно-объемной волной, а подобная по

своей структуре однопарциальная упругая волна в [20] называется приповерхностной. В то же время двухпарциальные поверхностные волны, амплитуды которых являются комплексно-сопряженными величинами, называются обобщенными поверхностными как в акустике [21], пьезоакустике [22], так и в спинволновой электродинамике [23].

Заметим, что в случае отсутствия взаимодействия Дзялошинского $d=0$ выражения (31) и (32) приводятся к виду

$$\bar{q}_{re}^P + \frac{\bar{\epsilon}_{yy}}{\bar{\epsilon}} \bar{q} = 0 \quad (\text{TM волна}), \quad (35)$$

$$\bar{q}_{re}^S + \bar{\mu}_{yy} \bar{q} = 0 \quad (\text{TE волна}), \quad (36)$$

и тогда, как показывает расчет, для данной магнитооптической конфигурации $\mathbf{n} \parallel OZ, \mathbf{E}_0 \parallel I_0 \parallel OY$ формирование поверхностной поляритонной волны вообще невозможно (при $d=0$ $\bar{\mu}_{yy} > 0, \bar{\epsilon}_{yy} > 0$).

Рассмотрим теперь, как изменение относительной ориентации внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 ($\mathbf{E}_0 \parallel I_0 \parallel OY$) и оси сверхрешетки \mathbf{n} ($\mathbf{n} \parallel OZ$) скажется на характере преломления объемной электромагнитной волны ТМ или ТЕ типа с $\mathbf{k} \in YZ$, падающей извне на поверхность рассматриваемой полуограниченной МСР. Для этого так же, как и в предыдущем разделе, воспользуемся сечениями ПВВ нормальных поляри-

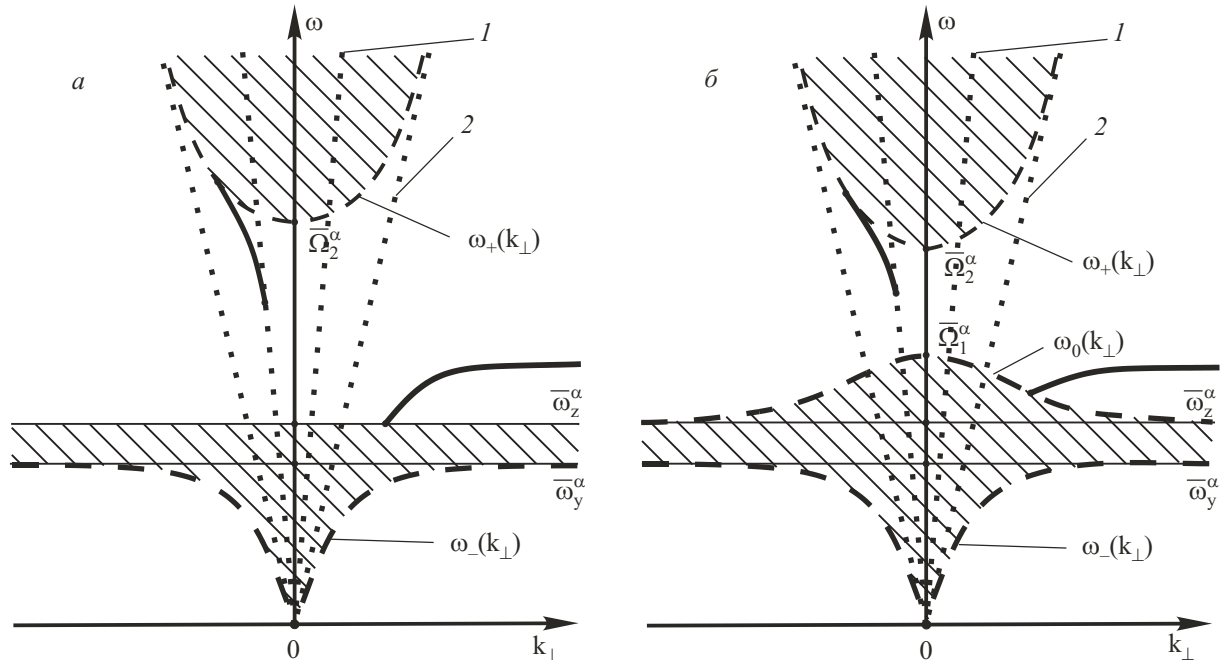


Рис. 4. Вид спектра поверхностных магнитных поляритонов с поляризацией $\alpha = p, s$ (сплошная жирная линия) на границе раздела «МСР–немагнитный диэлектрик» для различных значений электрического поля при $\mathbf{E}_0 \parallel I_0 \parallel OY, \mathbf{m}_0 \parallel OX$ и $\mathbf{n} \parallel OZ$. Здесь $\mathbf{k}_z, \mathbf{m}_0$ и \mathbf{E}_0 — правая тройка векторов (для левой тройки указанных векторов необходимо направление оси k_{\perp} изменить на противоположное). Область существования объемных волн заштрихована. $E_0 = 0$ (а); $E_0 > 2\sqrt{\epsilon_{\perp}} \phi d M_0 / \lambda_7$ (б), $\omega = k_{\perp} c$ (1); $\omega = k_{\perp} c / \sqrt{\epsilon_{\perp}}$ (2). Случай $\bar{\omega}_y^{\alpha} < \bar{\omega}_z^{\alpha}$.

тонных колебаний соответствующего типа (27), (28) плоскостью падения $k_y k_z$.

Совместный анализ (27), (28) показывает, что хотя коэффициент преломления ТМ и ТЕ волны в МСР по-прежнему будет зависеть от частоты падающей волны и величины \mathbf{E}_0 , однако теперь характер этой зависимости качественно иной по сравнению со случаем $\mathbf{n} \parallel OY$.

Рассмотрим границу раздела двух полупространств, из которых верхнее занято вакуумом, тогда как нижнее — одномерный МФК в заданной магнитооптической конфигурации. С помощью соотношений (27), (28) проанализируем кинематику преломления объемной ТЕ или ТМ волны, падающей извне на поверхность рассматриваемой полуограниченной МСР. Для анализа эффектов преломления определим волновое число:

$$k_*^\alpha = k_y(k_z = 0) = a^\alpha \sqrt{1 - \frac{(c^\alpha)^2}{(b^\alpha)^2}}. \quad (37)$$

Предполагая, что вектора \mathbf{k}_z , \mathbf{m}_0 и \mathbf{E}_0 ($\mathbf{m}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OY$) образуют правую тройку векторов для объемной волны с поляризацией $\alpha = s$, получим:

1. В диапазоне частот $0 < \omega < \bar{\omega}_y^\alpha$ (рис. 3,а) внешнее электрическое поле приводит к возможности формирования объемной предельной волны у которой вектор групповой скорости направлен параллельно границе раздела магнитной и немагнитной сред. Для такой волны $k_z = -|c^\alpha|$, $k_y = \pm a^\alpha$. В случае $|k_y| < a^\alpha$, падающей извне объемной ТЕ волной, в магнетике будет возбуждаться только такая мода, для которой проекция групповой скорости на направление \mathbf{n} будет отрицательна (она уносит энергию от границы раздела). При $|k_y| > a^\alpha$ реализуется эффект ПВО для волны соответствующей поляризации.

2. Если $\bar{\omega}_y^\alpha < \omega < \bar{\omega}_z^\alpha$ (рис. 3,б), то в рамках данной модели для всех углов падения электромагнитной волны отсутствует область ПВО. При этом имеет место эффект отрицательной оптической рефракции.

3. При $\bar{\omega}_z^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$ (рис. 3,в) в рамках данной модели при $|k_y| < a^\alpha$ будет иметь место эффект аномальной рефракции, тогда как для $|k_y| > a^\alpha$ преломление ТЕ волны в МФК невозможно, т.е. имеет место эффект ПВО.

4. При $\bar{\Omega}_1^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_2^\alpha$ (рис. 3,г) при любом угле падения будет иметь место эффект ПВО.

5. В частотном диапазоне $\bar{\Omega}_2^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_0^\alpha$ (рис. 3,д), по-прежнему преломление электромагнитной волны возможно только при $|k_y| < a^\alpha$. При этом реализуется отрицательная рефракция. Для $|k_y| > a^\alpha$ имеет место ПВО.

6. В случае $\omega > \bar{\Omega}_0^\alpha$ (рис. 3,е) при $|k_y| < k_*^\alpha$ реализуется обычный режим преломления. При этом поток

энергии, переносимый распространяющейся объемной ТЕ волной, скользящей вдоль поверхности магнетика ($k_z = 0$), уходит вглубь магнитной среды. Если же $k_*^\alpha < |k_y| < a^\alpha$, то падающая электромагнитная волна будет испытывать аномальное преломление, а при $|k_y| > a^\alpha$ — ПВО.

Проведенный анализ справедлив также и для ТМ волны ($\alpha = p$), при условии что теперь \mathbf{k}_z , \mathbf{m}_0 и \mathbf{E}_0 образуют левую тройку векторов.

Рассмотрим теперь падающую извне на поверхность магнетика ТЕ волну, для которой \mathbf{k}_z , \mathbf{m}_0 и \mathbf{E}_0 образуют левую тройку векторов (для ТМ волны, соответственно правую тройку).

1. В диапазоне частот $0 < \omega < \bar{\omega}_y^\alpha$ (рис. 3,а) преломление электромагнитной волны в МФК возможно, если выполнено условие $|k_y| < a^\alpha$. В частности, если $|k_y| < k_*^\alpha$, то реализуется обычный режим преломления, а при $k_*^\alpha < |k_y| < a^\alpha$ — эффект аномальной рефракции.

2. Если $\bar{\omega}_y^\alpha < \omega < \bar{\omega}_z^\alpha$ (рис. 3,б), то при любых углах падения имеет место эффект отрицательной оптической рефракции волны ТЕ или ТМ типа.

3. При $\bar{\omega}_z^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_1^\alpha$ (рис. 3,в) для волновых чисел $|k_y| < a^\alpha$ падающая электромагнитная волна будет испытывать отрицательное преломление, поскольку $\partial\omega/\partial k < 0$.

4. При $\bar{\Omega}_1^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_2^\alpha$, (рис. 3,г) по-прежнему при любом угле падения будет иметь место эффект ПВО.

5. Для $\bar{\Omega}_2^\alpha < \omega < \bar{\Omega}_0^\alpha$ (рис. 3,д) при $|k_y| < a^\alpha$ имеет место обыкновенное преломление, а при $|k_y| > a^\alpha$ — эффект ПВО.

6. В случае $\omega > \bar{\Omega}_0^\alpha$ (рис. 3,е) для всех $|k_y| > a^\alpha$ имеет место эффект ПВО. При этом объемная волна с $k_z = -|c^\alpha|$ и $k_y = \pm a^\alpha$, обладая ненулевой проекцией фазовой скорости на направление нормали к границе раздела сред \mathbf{n} , имеет групповую скорость, строго параллельную поверхности МФК. В случае $|k_y| < a^\alpha$, падающая извне объемная ТЕ волна будет испытывать обычную рефракцию в МФК. При $|k_y| > a^\alpha$ реализуется эффект ПВО для волны соответствующей поляризации.

Если $\mathbf{m}_0 \rightarrow -\mathbf{m}_0$, то для выбранного направления \mathbf{k}_z после замены $\mathbf{E}_0 \rightarrow -\mathbf{E}_0$ результаты проведенного выше анализа остаются в силе.

При рассмотрении ТМ волны для правой тройки векторов \mathbf{k}_z , \mathbf{m}_0 и \mathbf{E}_0 ситуация аналогична ТЕ волне, для которой указанные вектора образуют левую тройку векторов.

Следует также отметить, что анализ сечения ПВВ нормальной волны сагиттальной плоскостью может оказаться полезным и при исследовании особенностей локализации этого типа волновых возбуждений вблизи внешней поверхности рассматриваемого МФК. В частности, анализ показал, что если при заданном k_\perp на сечении ПВВ имеется точка, в которой проекция групповой скорости на нормаль к границе

раздела равна нулю, а аналогичная проекция фазовой скорости отлична от нуля (например, на рис. 3 точка с координатами $k_z = -|c^\alpha|$, $k_y = \pm a^\alpha$), то при выполнении условий ПВО амплитуда соответствующей неоднородной волны (в частности, поверхностной), помимо экспоненциального убывания вглубь МФК, будет также демонстрировать и пространственные осцилляции, период которых прямо пропорционален обратному значению проекции фазовой скорости. Впервые на подобную связь между локальной геометрией ПВВ и характером локализации поверхностных волн соответствующей поляризации было указано в работах [21] на примере двухпарциальных обобщенных поверхностных волн, формирование которых возможно как в анизотропных кристаллах, так и в пьезоактивных средах [24]. Однако механизм формирования осцилляций, рассмотренный в [21], качественно отличается от предложенного в настоящей работе.

Заключение

В рамках метода эффективной среды проанализирован характер перестройки спектра поляритонов ТМ и ТЕ типа полуограниченного МФК типа «легкоплоскостной СФМ–немагнитный диэлектрик», под влиянием внешнего электрического поля, направленного коллинеарно легкой магнитной оси СФМ среды. В качестве механизма, обеспечивающего связь между спиновой подсистемой структуры и внешним электрическим полем, выбрано квадратичное магнитооптическое взаимодействие, существование которого возможно в магнитной среде любой симметрии.

Получены следующие результаты.

1. В отсутствие постоянного внешнего электрического поля формирование поверхностных магнитных ТМ поляритонов в рассматриваемом одномерном МФК вообще невозможно.

2. При постоянном внешнем электрическом поле спектр не только поверхностных, но и объемных магнитных поляритонов как ТЕ, так и ТМ типа может обладать невзаимностью относительно инверсии знака направления распространения вдоль трудной оси СФМ.

3. Структура спектра поверхностных магнитных ТМ и ТЕ поляритонов существенно зависит от знака проекции внешнего электрического поля на направление нормали к границе раздела магнитной и немагнитной сред.

4. Как условия прохождения, так и локализации объемных магнитных поляритонов ТМ или ТЕ типа, проходящих через границу раздела магнитной и немагнитной сред, существенно зависят от того какую тройку (левую или правую) образуют положительные направления векторов \mathbf{k}_y , \mathbf{m}_0 и \mathbf{E}_0 .

5. В зависимости от величины и ориентации внешнего электрического поля в условиях полного внутреннего отражения неоднородная объемная волна ТМ

или ТЕ типа может затухать вглубь МСР либо монотонно, либо с осцилляциями.

6. Найдены индуцированные внешним электрическим полем аномальные режимы преломления объемных магнитных поляритонов ТМ или ТЕ типа, падающих извне на внешнюю поверхность одномерного гиротропного мелкослоистого МФК.

К сожалению, нам не удалось найти в литературе все необходимые параметры для одного и того же СФМ кристалла, тем не менее попробуем оценить возможность экспериментального наблюдения некоторых из найденных выше аномалий в спектре поляритонных возбуждений. Для упрощения оценки положим $f_2 = 0$.

Рассмотрим случай невзаимности спектра нормальных объемных поляритонных колебаний, распространяющихся в неограниченной СФМ среде, находящейся в постоянном внешнем электрическом поле.

Величина этого эффекта может быть оценена с помощью (4), (5) и (27), а именно, параметра c^α ($\alpha = p, s$), например, см. рис. 3. В частности, для ТЕ волны оценка параметра c^s дает:

$$c^s = \left| \frac{\omega (\varphi + 1) \lambda \gamma e_0 d}{c} \frac{\omega_s^2}{(\varphi + 1) \omega_{01}^2 - \omega^2} \right|. \quad (38)$$

Таким образом, в зависимости от частоты волны эффект носит резонансный характер. Согласно [25], для большинства диэлектриков поле электрического пробоя находится в интервале $E_d \sim 10^6 - 10^{11}$ В/м (что для $M_0 \sim 10^3$ Э соответствует $e_0 \sim 3 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-3}$), где верхний предел относится в основном к не содержащим углерода диэлектрикам. В результате, если $\lambda \gamma \sim 10^{-3}$, $b_1 \sim 1$, $d = \sqrt{\delta b_1} / 2$, $\delta = 10^3$ [10, 25], получаем, что уже на частоте $\omega = \omega_{01}$ для указанного интервала полей $c^s \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ м}^{-1}$.

Следует отметить, что всюду в настоящей работе при расчетах предполагалось, что $\bar{\omega}_y^\alpha \leq \bar{\omega}_z^\alpha$ (в частности, для $\alpha = s$ при $f_2 = 0$ $d \leq \sqrt{\delta b_1} / 2$). Анализ поляритонной динамики рассматриваемого МФК для других значений константы взаимодействия Дзялошинского ($\bar{\omega}_y^\alpha > \bar{\omega}_z^\alpha$) авторы предполагают провести в отдельной работе.

В заключение авторы хотели бы выразить глубокую благодарность В.М. Юрченко за поддержку идеи работы и плодотворные обсуждения.

1. И.Е. Чупис, *ФНТ* **23**, 290 (1997).
2. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, *ФНТ* **24**, 1010 (1998).
3. И.Е. Чупис, Д.А. Мамалуй, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 876 (1998).
4. И.Е. Чупис, А.А. Мищенко, *ФНТ* **27**, 652 (2001).
5. I.L. Lyubchanskii, N.N. Dadoenkova, M.I. Lyubchanskii, E.A. Shapovalov, and Th. Rasing, *J. Phys.* **D36**, R277 (2003).

6. V.I. Belotelov and A.K. Zvezdin, *J. Opt. Soc. Am.* **B22**, 286 (2005).
7. А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, *Опт. спектр.* **98**, 431 (2005).
8. Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, *Опт. спектр.* **102**, 629 (2007).
9. Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, *ФТТ* **49**, 1842 (2007).
10. А.С. Боровик-Романов, Н.М. Крейнс, А.А. Панков, М.А. Талалаев, *ЖЭТФ* **64**, 1762 (1973).
11. Г.С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, МГУ, Москва (1985).
12. Е.А. Туров, *Физические свойства магнитоупорядоченных кристаллов*, Наука, Москва (1963).
13. А.Г. Гуревич, *Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках*, Наука, Москва (1973).
14. С.М. Рытов, *ЖЭТФ* **29**, 605 (1955).
15. N.S. Almeida and D.L. Mills, *Phys. Rev.* **B38**, 6698 (1988).
16. N. Raj and D.R. Tilley, *Phys. Rev.* **B36**, 7003 (1987).
17. Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Наука, Москва (1973).
18. *Поверхностные поляритоны*, В.М. Агранович, Д.В. Миллс (ред.), Наука, Москва (1985).
19. В.В. Данилов, И.В. Зависляк, М.Г. Балинский, *Спин-волновая электродинамика*, Либідь, Київ (1991).
20. С.В. Бирюков, Ю.В. Гуляев, В.В. Крылов, В.П. Плесский, *Поверхностные акустические волны в неоднородных средах*, Наука, Москва (1991).
21. А.М. Косевич, Ю.А. Косевич, Е.С. Сыркин, *ЖЭТФ* **88**, 1089 (1985).
22. М.К. Балакирев, И.А. Гишинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Новосибирск (1982).
23. Б.А. Иванов, В.Ф. Лапченко, А.Л. Сукстанский, *ФТТ* **27**, 173 (1985).
24. Yu.A. Kosevich, E.S. Syrkin, and A.M. Kosevich, *Progr. Surf. Science* **55**, 59 (1997).
25. *Таблицы физических величин*, И.К. Кикоин (ред.), Атомиздат, Москва (1976).

The polariton dynamics of a one-dimensional gyroscopic magnetic photonic crystal at dc external electric field. The method of active medium

D.V. Kulagin, A.S. Savchenko, and S.V. Tarasenko

The conditions under which the quadratic magneto-optical interaction leads to a number of specific features in reflection and localization of a TM or TE wave incident from the outside on the surface of photonic crystal are determined. As an example the semi-bounded thin-layered one-dimensional magnetic photonic crystal of a «weak ferromagnetic–nonmagnetic» type at external electric field is considered. The homogeneous dc electric field is collinear to the equilibrium vector of antiferromagnetism.

PACS: **41.20.–q** Applied classical electromagnetism; 03.65.Ge Solutions of wave equations: bound states; 42.25.Gy Edge and boundary effects; reflection and refraction.

Keywords: polariton, magnetic photonic crystal, weak ferromagnetic, quadratic magneto-optical interaction.