

Особенности резонансного прохождения волны ТМ (ТЕ) типа через пластину антиферромагнетика в скрещенных магнитном и электрическом полях

Г.Г. Левченко, А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко

*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: s.v.tarasenko@mail.ru*

В.Г. Шавров

Институт радиотехники и электроники РАН, ул. Моховая, 11, корпус 7, г. Москва, 125009, Россия

Статья поступила в редакцию 27 июня 2013 г.

Изучена связь топологических особенностей поверхности рефракции с характером прохождения объемной волны ТМ или ТЕ типа через прозрачную полуволновую пластину АФМ в скрещенных постоянных магнитном и электрическом полях. Показано соответствие условий резонансного прохождения как спектру вытекающих объемных магнитных поляритонов слоя, так и спектру электромагнитных волн в пластине с экстремальными значениями поверхностного импеданса.

Вивчено зв'язок топологічних особливостей поверхні рефракції з характером проходження об'ємної хвилі ТМ або ТЕ типу через прозору напівхвильову пластину АФМ в схрещених постійних магнітному та електричному полях. Показано відповідність умов резонансного проходження як спектру об'ємних магнітних поляритонів шару, які витікають, так і спектру електромагнітних хвиль у пластині з екстремальними значеннями поверхневого імпедансу.

PACS: **41.20.-q** Прикладной классический электромагнетизм;
42.25.Gy Краевые и граничные эффекты: отражение и преломление;
75.85.+t Магнитоэлектрические эффекты, мультиферроики.

Ключевые слова: вытекающие магнитные поляритоны, антиферромагнетик, поверхностный импеданс, полуволновой слой, невзаимность, метаповерхности.

Введение

Из теории волновых процессов в слоистых средах известно, что для границы раздела двух полупространств френелевские (амплитудные) коэффициенты отражения V_α и преломления T_α для плоской электромагнитной волны с поляризацией $\alpha = p, s$ могут быть представлены в виде [1]

$$T_\alpha = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + Z_\alpha}, \quad V_\alpha = \frac{\tilde{Z}_\alpha - Z_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + Z_\alpha}, \quad (1)$$

где \tilde{Z}_α — поверхностный импеданс (адмиттанс) среды, из которой падает волна ТМ (ТЕ) типа, а Z_α — входной поверхностный импеданс (адмиттанс) сопряженной среды. В последнее время в целях использова-

ния в антенных приложениях повышенный интерес вызывают метаповерхности — электродинамические структуры, входной импеданс которых заданным образом зависит от частоты, поляризации и направления распространения падающей извне плоской электромагнитной волны [2]. Особое внимание при этом уделяется применению метаматериалов — композитных сред из локально резонирующих структурных элементов, волновые свойства которых в длинноволновом пределе качественно отличаются от волновых свойств структурных элементов, образующих данный метаматериал [3]. Однако в электромагнитном метаматериале строго задана как взаимная ориентация электромагнитных частиц, формирующих метаматериал, так и рабочая частота. Кроме того, с ростом частоты падаю-

щей волны и вследствие отсутствия четко выраженной поверхности у такой композитной среды достаточно быстро становятся существенными эффекты пространственной дисперсии, связанные с относительно большим размером элементарной ячейки метаматериала [4].

В этой связи несомненный интерес представляет вопрос об использовании в качестве метаповерхности пространственно однородной среды, волновые свойства которой можно целенаправленно регулировать с помощью легко реализуемых внешних параметров (например, постоянным внешним магнитным \mathbf{H}_0 или электрическим \mathbf{E}_0 полем). К числу таких сред, несомненно, относятся антиферромагнитные (АФМ) структуры, электродинамические характеристики которых существенно модифицируются под влиянием указанных выше внешних параметров, тогда как частота АФМР может лежать в терагерцовом диапазоне [5]. В частности, хорошо известно, что уже в коллинеарной фазе обменно-коллинеарного АФМ включение \mathbf{H}_0 ортогонально легкой магнитной оси превращает его, согласно [6], в собственно гиротропную среду. Однако несмотря на то что к настоящему времени имеется достаточно большое число публикаций, посвященных изучению воздействия постоянного внешнего магнитного поля на характер прохождения плоской волны ТЕ или ТМ типа через границу раздела немагнитный диэлектрик–АФМ [7,8], тем не менее эта тема по-прежнему не теряет своей актуальности [9]. Значительно меньшее число публикаций посвящено анализу эффектов постоянного внешнего электрического поля при прохождении плоской волны ТЕ или ТМ типа через границу раздела немагнитный диэлектрик–АФМ. Вместе с тем из результатов работ [10–12] следует, что скомпенсированный легкоосный (ЛО) АФМ в поле \mathbf{E}_0 , ортогональном легкой оси, характеризуется материальными соотношениями, аналогичными частному случаю бианизотропной среды — плоской решетке омега-частиц [3]. Если же \mathbf{E}_0 направлено вдоль легкой магнитной оси скомпенсированного ЛО АФМ, то соответствующие уравнения связи становятся аналогичными случаю взаимноортогональных плоских решеток омега-частиц [3] ($\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{E}_0$ — линия пересечения плоскостей таких решеток). В случае, когда АФМ является нескомпенсированным, то при $\mathbf{E}_0 \neq 0$ магнетик приобретает не только собственно гиротропные и псевдо-гиротропные, но и магнитоэлектрические свойства [11,13]. При этом ненулевые компоненты тензоров, входящих в уравнения связи такой среды, в зависимости от частоты распространяющейся волны будут иметь резонансные особенности. Таким образом, можно предполагать, что изменение направления \mathbf{E}_0 может существенно влиять на характер прохождения

объемной электромагнитной (ЭМ) волны ТМ или ТЕ типа через границу раздела магнитной и немагнитной сред. Следует отметить, что в качестве механизма, ответственного за взаимодействие спиновой подсистемы в обменно-коллинеарном центросимметричном АФМ и электрического поля, в работах [10–12] рассматривалось квадратичное магнитооптическое взаимодействие (КМОВ), эффекты которого в спин-волновой электродинамике АФМ среды оказываются обменно-усиленными. При этом возникает также и дополнительная магнитная анизотропия, связанная с ориентацией \mathbf{E}_0 . Данный эффект достаточно мал, но если собственная магнитная анизотропия исследуемой сагиттальной плоскости также мала, то можно ожидать, что, изменяя в такой плоскости направление \mathbf{E}_0 , можно будет плавно изменять равновесную ориентацию вектора АФМ, а значит, и ориентацию главных осей тензоров, входящих в уравнения связи такого АФМ. Условия для реализации данной возможности следует ожидать, в частности, в случае ЛО АФМ в «spin-flop» фазе с \mathbf{H}_0 вдоль легкой магнитной оси*, полагая, что \mathbf{E}_0 лежит в сагиттальной плоскости с нормалью вдоль \mathbf{H}_0 .

В связи с этим целью настоящей работы является анализ в геометрии Фогта влияния ориентации в сагиттальной плоскости постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 на условия резонансного прохождения объемной ЭМ волны ТМ или ТЕ типа, падающей извне на прозрачную пластину одноосного АФМ, находящегося в «spin-flop» фазе.

Основные соотношения

В качестве примера рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель магнитно-скомпенсированного обменно-коллинеарного, одноосного (OZ) АФМ [5]. В этом случае в терминах векторов ферромагнетизма ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/2M_0$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/2M_0$) плотность термодинамического потенциала рассматриваемого АФМ принимает вид

$$F = M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{b_1}{2} l_x^2 l_y^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h} - \frac{r_m}{2} (\mathbf{m}\mathbf{P})^2 - \frac{r_l}{2} (\mathbf{l}\mathbf{P})^2 - \frac{s_m}{2} \mathbf{m}^2 \mathbf{P}^2 - \frac{s_l}{2} \mathbf{l}^2 \mathbf{P}^2 \right) + \left(\frac{P_x^2 + P_y^2}{2\kappa_{\perp}} + \frac{P_z^2}{2\kappa_{\parallel}} - \mathbf{P}\mathbf{E} \right), \quad (2)$$

где δ и b , b_1 — константы однородного обмена и магнитной анизотропии соответственно, \mathbf{h} — перенормированное магнитное поле, \mathbf{E} , \mathbf{P} — векторы электрического поля и поляризации соответственно, $\kappa_{\parallel}, \kappa_{\perp}$ —

* или в случае легкоплоскостного АФМ (ЛП АФМ) для \mathbf{H}_0 — вдоль трудной магнитной оси

продольная и поперечная диэлектрические восприимчивости, r_m , η , s_m , s_l — коэффициенты КМОВ. При $b > 0$ соотношение (2) отвечает коллинеарной фазе с легкой магнитной осью OZ . Если $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$, то в зависимости от знака константы КМОВ $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0$ или $(\mathbf{l}_0 \mathbf{E}_0) = 0$ (\mathbf{m}_0 и \mathbf{l}_0 — равновесные векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма соответственно). Случаю одноосного АФМ с легкой плоскостью, перпендикулярной OZ , соответствует $b < 0$.

В частном случае $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \parallel OY$ материальные соотношения для рассматриваемого АФМ в линейном по амплитуде малых колебаний приближении принимают вид

$$\mathbf{B} = \hat{\mu} \mathbf{H} + \hat{A}^* \mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \hat{\epsilon} \mathbf{E} + \hat{A}^T \mathbf{H} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \mu_{xx} &= 1 + 4\pi T_x \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \mu_{yy} = 1 + 4\pi T_y \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \mu_{zz} = 1 + 4\pi T_z \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \mu_* = 4\pi \sqrt{T_x T_y} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \\ \epsilon_{xx} &= 1 + 4\pi \alpha_{x0} + 4\pi R_x \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \epsilon_{yy} = 1 + 4\pi \alpha_{y0} + 4\pi R_y \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \epsilon_* = 4\pi \sqrt{R_x R_y} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \\ \epsilon_{zz} &= 1 + 4\pi \alpha_{z0} + 4\pi R_z \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \beta_1 = 4\pi \sqrt{R_x T_z} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \quad \beta_2 = 4\pi \sqrt{R_z T_x} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \\ \beta_3 &= 4\pi \sqrt{R_z T_y} \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \beta_4 = 4\pi \sqrt{R_y T_z} \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \Delta_F = \omega_F^2 - \omega^2, \quad \Delta_{AF} = \omega_{AF}^2 - \omega^2 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Если $|\mathbf{H}_0| = 0$, $|\mathbf{E}_0| \neq 0$, то в (3), (4) $\beta_3 = \beta_4 = \mu_* = \epsilon_* = 0$, тогда как при $|\mathbf{E}_0| = 0$, $|\mathbf{H}_0| \neq 0$ $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = \beta_4 = 0$. При $\mathbf{k} \in XY$ в рассматриваемой модели АФМ диэлектрика (3), (4) возможно независимое распространение нормальных поляритонов ТМ или ТЕ типа. Если, следуя [6], ввести единичные векторы \mathbf{q} и \mathbf{b} — соответственно вдоль нормали к границе раздела сред и вдоль линии пересечения сагитальной плоскости и

$$\mu_{ik} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & -\mu_* i & 0 \\ \mu_* i & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}; \quad \epsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & -\epsilon_* i & 0 \\ \epsilon_* i & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix};$$

$$A_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & i\beta_2 \\ 0 & 0 & \beta_3 \\ -i\beta_1 & \beta_4 & 0 \end{pmatrix}.$$

Здесь \hat{A}^* отвечает комплексному сопряжению, а \hat{A}^T — транспонированию матрицы \hat{A} .

Расчет показывает, что для частот ω , малых по сравнению с частотами собственных колебаний электрической подсистемы, ненулевые компоненты тензоров, входящих в (3), с учетом (2) могут быть представлены следующим образом:

плоскости границы раздела сред ($\mathbf{q}\mathbf{b} = 0$), то в сагитальной плоскости волновой вектор \mathbf{k} можно представить как $\mathbf{k} = k_{\perp} \mathbf{b} + k_{\parallel} \mathbf{q}$. На основании ковариантного метода [6] для $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \in XY$ ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{m}_0 \parallel OZ$) соответствующие дисперсионные соотношения принимают вид ($k_0 \equiv \omega/c$, φ — угол разориентации векторов $\mathbf{l}_0, \mathbf{E}_0$, такой, что $\cos \varphi = 1$ при $\mathbf{E}_0 \parallel OY$)

для ТМ волны:

$$\left\{ k_{\parallel} + \left[\frac{\epsilon_{xx} c_p k_0 + (\epsilon_{yy} - \epsilon_{xx}) k_{\perp} \cos \varphi}{\epsilon_{\parallel}} \right] \sin \varphi \right\}^2 - \left[\frac{k_0^2 \epsilon_{\parallel} \Delta_p - \epsilon_{yy} \epsilon_{xx}^2 (c_p \cos \varphi - k_{\perp})^2}{\epsilon_{xx} \epsilon_{\parallel}^2} \right] = 0, \quad (5)$$

для ТЕ волны:

$$\left\{ k_{\parallel} + \left[\frac{\mu_{xx} c_s k_0 + (\mu_{yy} - \mu_{xx}) k_{\perp} \cos \varphi}{\mu_{\parallel}} \right] \sin \varphi \right\}^2 - \left[\frac{k_0^2 \mu_{\parallel} \Delta_s - \mu_{yy} \mu_{xx}^2 (c_s \cos \varphi - k_{\perp})^2}{\mu_{xx} \mu_{\parallel}^2} \right] = 0.$$

Здесь

$$c_p \equiv k_0 \frac{\epsilon_{xx} \beta_4 - \epsilon_* \beta_1}{\epsilon_{xx}}; \quad \Delta_p \equiv (\epsilon_{xx} \epsilon_{yy} - \epsilon_*^2) (\epsilon_{xx} \mu_{zz} - \beta_1^2); \quad \epsilon_{\parallel} \equiv \epsilon_{yy} \cos^2 \varphi + \epsilon_{xx} \sin^2 \varphi; \quad (6)$$

$$c_s \equiv k_0 \frac{\mu_* \beta_2 - \mu_{xx} \beta_3}{\mu_{xx}}; \quad \Delta_s \equiv (\mu_{xx} \mu_{yy} - \mu_*^2) (\mu_{xx} \epsilon_{zz} - \beta_2^2); \quad \mu_{\parallel} \equiv \mu_{yy} \cos^2 \varphi + \mu_{xx} \sin^2 \varphi. \quad (7)$$

В дальнейшем, полагая плоскость ХУ сагиттальной, рассмотрим трехслойную структуру, в которой два идентичных немагнитных оптически изотропных полупространства разделены слоем толщиной d рассматриваемого АФМ. Материальные соотношения для немагнитной среды имеют вид

$$\mathbf{D} = \tilde{\varepsilon}\mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H}. \quad (8)$$

В этом случае вследствие (3), (4) рефракционные свойства границы раздела магнитной и немагнитной сред будут зависеть от ориентации \mathbf{E}_0 в сагиттальной плоскости. Расчет на основе ковариантного метода [6]

$$T_{ik}^{\alpha} = \exp(\pm i\tilde{c}_{\alpha}d) \begin{pmatrix} \text{ch}(\eta_{\alpha}d) + \frac{Z_{\alpha+} + Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}} \text{sh}(\eta_{\alpha}d) & -\frac{2}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}} \text{sh}(\eta_{\alpha}d) \\ \frac{2Z_{\alpha+}Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}} \text{sh}(\eta_{\alpha}d) & \text{ch} \eta_{\alpha}d - \frac{Z_{\alpha+} + Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}} \text{sh}(\eta_{\alpha}d) \end{pmatrix}, \quad (10)$$

$$\eta_p^2 \equiv \frac{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{xx}(c_p \cos \varphi - k_{\perp})^2 - k_0^2\varepsilon_{\parallel}\Delta_p}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{\parallel}^2}, \quad \eta_s^2 = \frac{\mu_{yy}\mu_{xx}(c_s \cos \varphi - k_{\perp})^2 - k_0^2\mu_{\parallel}\Delta_s}{\mu_{xx}\mu_{\parallel}^2}, \quad (11)$$

$$\tilde{c}_p = \left[-\frac{\varepsilon_{xx}c_p k_0 + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xx})k_{\perp} \cos \varphi}{\varepsilon_{\parallel}} \right] \sin \varphi, \quad \tilde{c}_s = \left[-\frac{\mu_{xx}c_s k_0 + (\mu_{yy} - \mu_{xx})k_{\perp} \cos \varphi}{\mu_{\parallel}} \right] \sin \varphi. \quad (12)$$

Здесь $Z_{\alpha+}$ и $Z_{\alpha-}$ — поверхностные импедансы (адмиттансы) нормальной поляритонной волны ТМ (ТЕ) типа на верхней и нижней границе АФМ слоя [10–13], $\eta_{\alpha} \equiv \text{Im}(k_{\parallel\alpha})$, $k_{\parallel\alpha}$ — решение (5)–(7) относительно k_{\parallel} при заданных ω и k_{\perp} .

Таким образом, если одновременно $\mathbf{E}_0 \neq 0$ и $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{H}_0$, то, как следует из (3), (4), (11), (12), в случае АФМ пластины коэффициент прохождения для волны ТМ или ТЕ типа имеет невязность не только относительно инверсии знака угла падения (как при $\mathbf{E}_0 = 0$, $\mathbf{H}_0 \neq 0$), но и относительно инверсии знака $(\mathbf{E}_0\mathbf{q})$. Выбор знака для прошедшей через пластину волны (проекция волнового вектора на направление \mathbf{q}) с поляризацией $\alpha = p, s$ в АФМ среде проводится с учетом принципов излучения Зоммерфельда–Мандельштама [14].

Связь условий полуволнового прохождения слоя и спектра вытекающих волноводных магнитных поляритонов пластины

На плоскости внешних параметров частота ω — поперечное волновое число k_{\perp} границы, разделяющие области объемных и эванесцентных волн ТМ (ТЕ) типа, в рассматриваемом нескомпенсированном антиферромагнетике (2)–(4) определяются из (11) как $\eta_{\alpha} = 0$. Условие полного прохождения волны ТМ (ТЕ) типа через рассматриваемую АФМ пластину ($|W_{\alpha}| = 1$) на основании (9) можно представить в виде

$$(T_{11}^{\alpha} + T_{22}^{\alpha} - 2)\tilde{Z}_{\alpha} = T_{21}^{\alpha} + T_{12}^{\alpha}\tilde{Z}_{\alpha}^2. \quad (13)$$

показывает, что в обсуждаемом случае АФМ слоя в неограниченной изотропной среде амплитудный коэффициент прохождения волны с поляризацией ТМ или ТЕ типа принимает вид

$$W_{\alpha} = \frac{2\tilde{Z}_{\alpha}}{(T_{11}^{\alpha} + T_{22}^{\alpha})\tilde{Z}_{\alpha} - (T_{21}^{\alpha} + T_{12}^{\alpha}\tilde{Z}_{\alpha}^2)}, \quad (9)$$

где T_{ik}^{α} — матрица перехода, связывающая тангенциальные компоненты векторов электрического и магнитного полей в волне с поляризацией ТМ или ТЕ типа на поверхностях АФМ слоя толщиной d ($\alpha = p, s$)

Из (13), (10) следует, что полное прохождение происходит в случае, когда у падающей извне электромагнитной волны значения внешних параметров ω и k_{\perp} таковы, что слой является полуволновым

$$\tilde{k}_{\parallel\alpha}d = \pi\nu, \quad \nu = 1, 2, \dots, \quad \eta_{\alpha}^2 \equiv -\tilde{k}_{\parallel\alpha}^2. \quad (14)$$

Поскольку для рассматриваемых ω и k_{\perp} внешняя по отношению к пластине среда является оптически более плотной, чем АФМ, то равенство нулю знаменателя коэффициента прохождения (9)

$$(T_{11}^{\alpha} + T_{22}^{\alpha})\tilde{Z}_{\alpha} - (T_{21}^{\alpha} + T_{12}^{\alpha}\tilde{Z}_{\alpha}^2) = 0 \quad (15)$$

определяет спектр объемной поляритонной волны ТМ (ТЕ), вытекающей как в верхнее, так и в нижнее полупространства, граничащие с пластиной (при этом падающая извне на пластину объемная волна отсутствует (см. также [15])). Если же рассмотреть случай, когда в верхней среде имеется только падающая без отражения на прозрачную пластину объемная волна с поляризацией $\alpha = p, s$, а затем проходящая в нижнее полупространство, то решение такой граничной задачи для исследуемого АФМ слоя вместо (15) принимает вид

$$(T_{11}^{\alpha} - T_{22}^{\alpha})\tilde{Z}_{\alpha} + (T_{21}^{\alpha} - T_{12}^{\alpha}\tilde{Z}_{\alpha}^2) = 0, \quad (16)$$

т.е. для любого \tilde{Z}_{α} справедливо условие полуволнового прохождения (14).

Это означает, что (16) определяет спектр нормальных магнитных ТМ (ТЕ) поляритонов в пластине с симметричным окружением и особым типом граничных условий: для заданных ω и k_{\perp} на одну из поверхностей пластины падает, а с другой поверхности излучается объемная электромагнитная волна одной и той же поляризации ($\alpha = p$ или $\alpha = s$). При этом, несмотря на то что такая поляритонная волна в слое (16) и является вытекающей, тем не менее при своем распространении вдоль пластины она не затухает вследствие компенсации (в отличие от (15)) потоков энергии, связанных с падающей на пластину (источник) и излученной из пластины (сток) электромагнитными волнами. Уместно отметить, что несмотря на наличие падающей и прошедшей волн, число независимых амплитуд в рассматриваемом случае формально равно числу граничных условий, как и должно быть при расчете спектра нормальных колебаний [16].

На плоскости внешних параметров ω – k_{\perp} условие полуволнового прохождения объемных поляритонов ТМ или ТЕ типа через пластину АФМ (14), (11), (12) во взаимно ортогональных скрещенных магнитном и электрическом полях для геометрии Фогта можно представить в виде ($\mathbf{I}_0 \parallel \mathbf{E}_0$)

$$(k_{\perp} - c_p \cos \varphi)^2 + \left(\frac{\pi v}{d}\right)^2 \frac{\varepsilon_{\parallel}^2}{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{xx}} = k_0^2 \frac{\varepsilon_{\parallel}\Delta_p}{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{xx}^2}; \quad (17)$$

$$(k_{\perp} - c_s \cos \varphi)^2 + \left(\frac{\pi v}{d}\right)^2 \frac{\mu_{\parallel}^2}{\mu_{yy}\mu_{xx}} = k_0^2 \frac{\mu_{\parallel}\Delta_s}{\mu_{yy}\mu_{xx}^2}. \quad (18)$$

Из приведенных соотношений следует, что на плоскости ω – k_{\perp} в зависимости от поляризации (ТМ или ТЕ типа) области существования рассматриваемых объемных волн ограничены (17), (18) при $v = 0$. Из анализа (5)–(7) следует, что так как $c_{\alpha}(H_0) = -c_{\alpha}(-H_0)$, $c_{\alpha}(\mathbf{E}_0\mathbf{q}) = -c_{\alpha}(-\mathbf{E}_0\mathbf{q})$, то спектр нормальных магнитных поляритонов ТМ и ТЕ типа (17), (18) не обладает четностью относительно инверсии направления распространения волны. В случае, когда одновременно $|\mathbf{E}_0| = |\mathbf{H}_0| = 0$, эффекты невзаимности поляритонного спектра (17), (18) отсутствуют.

Введем для заданного типа поляризации $\alpha = s, p$ характерные частоты $\omega_{\alpha x}$, $\omega_{\alpha y}$, $\Omega_{\alpha A}$, $\Omega_{\alpha B}$, $\omega_{\alpha \parallel}$ и волновые числа $k_{\perp \alpha}^*$ с помощью следующих соотношений:

$$\begin{aligned} k_{\perp \alpha}^* &= k_0 c_{\alpha} \cos \varphi; \quad \Omega_{\alpha B} \equiv \max\{\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}\}, \\ \Omega_{\alpha A} &\equiv \min\{\Omega_{\alpha 1}, \Omega_{\alpha 2}\}, \quad \mu_{yy}(\omega_{sy}) = 0, \\ \mu_{xx}(\omega_{sx}) &= 0, \quad \varepsilon_{yy}(\omega_{py}) = 0, \quad \varepsilon_{xx}(\omega_{px}) = 0, \\ \varepsilon_{\parallel}(\omega_{p\parallel}) &= 0, \quad \mu_{\parallel}(\omega_{s\parallel}) = 0, \end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned} \mu_{yy}(\Omega_{s1})\mu_{xx}(\Omega_{s1}) - \mu_{*}^2(\Omega_{s1}) &= 0, \\ \varepsilon_{yy}(\Omega_{p1})\varepsilon_{xx}(\Omega_{p1}) - \varepsilon_{*}^2(\Omega_{p1}) &= 0, \quad (20) \\ \mu_{xx}(\Omega_{s2})\varepsilon_{zz}(\Omega_{s2}) - \beta_2^2(\Omega_{s2}) &= 0, \\ \varepsilon_{xx}(\Omega_{p2})\mu_{zz}(\Omega_{p2}) - \beta_1^2(\Omega_{p2}) &= 0. \end{aligned}$$

Из (17), (18) следует, что частоты $\omega_{\alpha x}$ и $\omega_{\alpha y}$ ($\alpha = s, p$) отвечают коротковолновым ($k \rightarrow \infty$), а $\omega = \omega_{\alpha \parallel}$ (при $k_{\perp} = k_{\perp \alpha}^*$) — длинноволновым точкам сгущения спектра. Положение этих точек на плоскости внешних параметров частота–волновое число при заданной величине \mathbf{H}_0 будет существенно зависеть не только от величины, но и от ориентации \mathbf{E}_0 в сагитальной плоскости. В результате, в зависимости от номера моды v , частотного интервала и величины волнового числа распространяющаяся в АФМ пластине объемная поляритонная волна (17), (18) может быть прямой ($\mathbf{k}_{\perp} \partial \omega / \partial \mathbf{k}_{\perp} > 0$) или обратной ($\mathbf{k}_{\perp} \partial \omega / \partial \mathbf{k}_{\perp} < 0$). Таким образом, направление переноса энергии в плоскости пластины можно изменять за счет относительной ориентации \mathbf{E}_0 в плоскости падения. При значениях волнового числа, отвечающих $k_{\perp \alpha}^*(\omega)$, дисперсионные кривые (17), (18) нормальных магнитных поляритонов ТЕ и ТМ типа соответственно имеют точки экстремума (максимума или минимума) (рис. 1). В частности, при $0 < \omega \leq \omega_{\alpha x}$ бегущие вдоль АФМ пластины объемные поляритоны ТМ или ТЕ типа имеют коротковолновые точки сгущения спектра при $\omega_{\alpha x}$, а при $k_{\perp \alpha}^*(\omega)$ волна с заданным номером моды v имеет минимум, т.е. в зависимости от величины и знака k_{\perp} участки обсуждаемой дисперсионной кривой могут относиться к волне как прямого, так и обратного типа.

Как показал проведенный анализ, в частотном диапазоне $\omega_{\alpha x} < \omega < \max\{\omega_{\alpha y}, \Omega_{\alpha A}\}$ характеристики рассматриваемых объемных волн ТМ и ТЕ типа существенно зависят от относительной величины длинноволновой точки сгущения спектра $\omega_{\alpha \parallel}$ и характеристических частот $\Omega_{\alpha 1}$, $\Omega_{\alpha 2}$, $\omega_{\alpha y}$. При заданной величине и ориентации \mathbf{H}_0 и \mathbf{E}_0 для распространяющейся вдоль АФМ пластины поляритонной волны с поляризацией $\alpha = s, p$ наблюдаются качественно различные случаи при условиях (рис. 1(a)–(в))

$$\Omega_{\alpha B} > \omega_{\alpha y} > \omega_{\alpha \parallel} > \Omega_{\alpha A} > \omega_{\alpha x}, \quad (21)$$

$$\Omega_{\alpha B} > \omega_{\alpha y} > \Omega_{\alpha A} > \omega_{\alpha \parallel} > \omega_{\alpha x}, \quad (22)$$

$$\Omega_{\alpha B} > \Omega_{\alpha A} > \omega_{\alpha y} > \omega_{\alpha \parallel} > \omega_{\alpha x}. \quad (23)$$

Причем, если для волны ТЕ типа последовательное выполнение условий (21), (22), (23) отвечает возрастанию величины \mathbf{E}_0 ($|\mathbf{H}_0|$ фиксировано), то для ТМ волны — убыванию. Рассмотрим особенности распро-

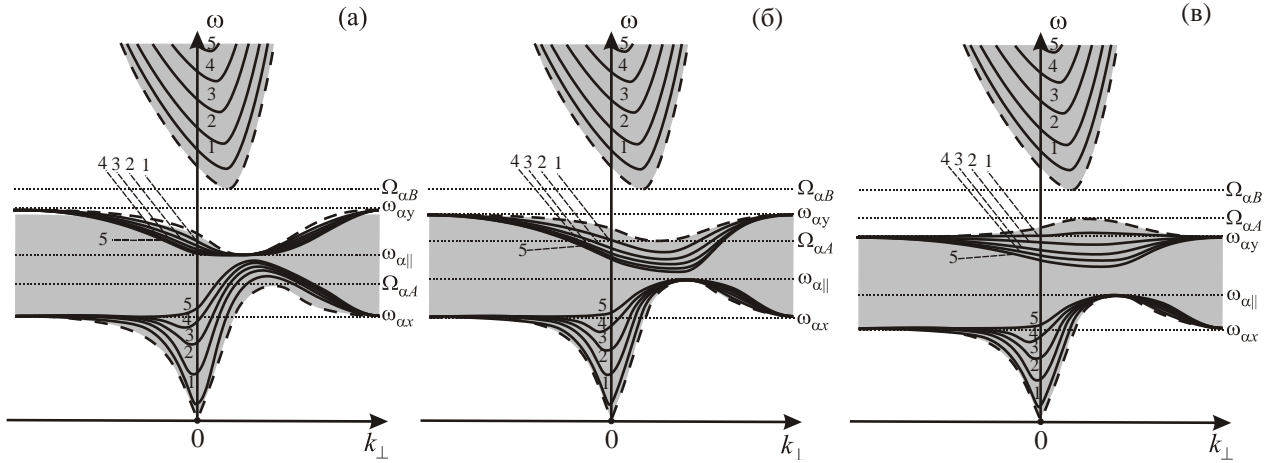


Рис. 1. Спектры нормальных объемных магнитных поляритонов (сплошные нумерованные линии $\nu = \overline{1,5}$) полуволнового АФМ слоя при $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \in XY$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{H}_0 \parallel OZ$, соответствующих условиям: (21) (а), (22) (б) и (23) (в).

странения объемных магнитных поляритонов (17), (18) с учетом (21)–(23), полагая, что для волны ТЕ типа справедливо $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) < 0$, тогда как в случае волны ТМ типа** $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) < 0$. Тонированные области на рис. 1(а)–(в) отвечают объемным волнам, тогда как области, свободные от тонировки, соответствуют эванесцентным волнам. Граница между областями (пунктирная линия на рис. 1) определяется из (17), (18) как $\nu = 0$.

Связь условий резонансного прохождения с локальной геометрией поверхности волновых векторов

Из (9) следует, что в случае идентичных полупространств и выполнения (14) амплитуда отраженной волны ТМ (ТЕ) типа будет равна нулю, тогда как прошедшая через АФМ пластину электромагнитная волна будет по модулю равна падающей и отличается только по фазе (с учетом того, падает она на верхнюю или нижнюю грань пластины). Для заданной величины и ориентации \mathbf{H}_0 , \mathbf{E}_0 и волнового числа k_{\perp} подобный эффект невзаимности связан с условием:

$$T_{\alpha \pm} = \exp(i[\tilde{c}_{\alpha} \pm \tilde{k}_{\parallel \alpha}]d), \quad (24)$$

т.е. не изменяя угла падения, набегом фазы прошедшей через пластину волны можно управлять с помощью внешнего магнитного и электрического полей ($W_{\alpha+}W_{\alpha-} = \exp(2i\tilde{c}_{\alpha}d)$). Величина и знак набег фазы прошедшей через пластину ТМ или ТЕ волны определяется положением в \mathbf{k} -пространстве поверхности волновых векторов (ПВВ) для неограниченного АФМ в той же геометрии. Отметим, что обсуждаемый набег фазы и ее невзаимность относительно инверсии угла падения

«сверху–снизу» будет иметь место и в случае $|\mathbf{H}_0| = 0$, если угол наклона \mathbf{l}_0 (индуцированный наклоном \mathbf{E}_0) в сагиттальной плоскости отличен от 0 и $\pi/2$.

Хорошо известно (см., например, [16]), что при заданных ω и k_{\perp} нормаль к сечению ПВВ сагиттальной плоскостью определяет направление потока энергии, переносимого волной. Таким образом, чтобы проанализировать направление потока энергии, переносимого волной ТМ (ТЕ) вдоль пластины (а значит, и тип волны (прямой или обратный)) в условиях (14), (17), (18), целесообразно исходить из сечения ПВВ поляритона данной поляризации сагиттальной плоскостью (в данном случае $\mathbf{k} \in XY$).

Для окружающей пластину оптически изотропного немагнитного диэлектрика сечение ПВВ нормальной ТЕ или ТМ волны плоскостью падения определяется выражением

$$k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 = k_0^2 \tilde{\epsilon}. \quad (25)$$

В этом случае рефракционные свойства границы раздела АФМ будут зависеть от угла разориентации φ вектора \mathbf{l}_0 (направления \mathbf{E}_0) относительно положительного направления внешней нормали \mathbf{q} в сагиттальной плоскости XY . Считая, что частота волны ω фиксирована, из (5)–(7), (19), (20) следует, что для неограниченного (так же, как и полуограниченного) легкоосного АФМ с центром симметрии и выбранной магнитооптической конфигурацией соответствующее соотношение для сечения сагиттальной плоскостью ПВВ для волны как ТМ, так и ТЕ типа для частного случая $\mathbf{l} \parallel \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{n} \parallel OY$ имеет вид

** При перемене знака $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q})$ структура спектров на рис. 1 отвечает замене $k_{\perp} \rightarrow -k_{\perp}$.

$$\frac{(k_{\perp} - c_{\alpha})^2}{a_{\alpha}^2} + \frac{k_{\parallel}^2}{b_{\alpha}^2} = 1; \quad a_s^2 \equiv \frac{\Delta_s k_0^2}{\mu_{xx}^2}; \quad b_s^2 \equiv \frac{\Delta_s k_0^2}{\mu_{xx}\mu_{yy}}; \quad a_p^2 \equiv \frac{\Delta_p k_0^2}{\epsilon_{xx}^2}; \quad b_p^2 \equiv \frac{\Delta_p k_0^2}{\epsilon_{xx}\epsilon_{yy}}; \quad (26)$$

где, с учетом (4), (5),

$$\begin{aligned} a_s^2 &= \epsilon_{z0} k_0^2 \frac{(\Omega_{s1}^2 - \omega^2)(\Omega_{s2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{sx}^2 - \omega^2)^2}, & a_p^2 &= \epsilon_{y0} k_0^2 \frac{(\Omega_{p1}^2 - \omega^2)(\Omega_{p2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{px}^2 - \omega^2)^2}, \\ b_s^2 &= \epsilon_{z0} k_0^2 \frac{(\Omega_{s1}^2 - \omega^2)(\Omega_{s2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{sy}^2 - \omega^2)(\omega_{sx}^2 - \omega^2)}, & b_p^2 &= \epsilon_{x0} k_0^2 \frac{(\Omega_{p1}^2 - \omega^2)(\Omega_{p2}^2 - \omega^2)}{(\omega_{py}^2 - \omega^2)(\omega_{px}^2 - \omega^2)}, \\ c_s &= -k_0 \frac{R\omega_{sx}^2}{\omega_{sx}^2 - \omega^2}, & c_p &= k_0 \frac{T\omega_{px}^2}{\omega_{px}^2 - \omega^2}. \end{aligned} \quad (27)$$

где

$$T \equiv 4\pi\sqrt{R_y T_z}, \quad R \equiv 4\pi\sqrt{T_y R_z},$$

$$\epsilon_{x0} = 1 + 4\pi\alpha_{x0}, \quad \epsilon_{y0} = 1 + 4\pi\alpha_{y0}, \quad \epsilon_{z0} = 1 + 4\pi\alpha_{z0}.$$

В нашем случае сагиттальная плоскость совпадает с легкой магнитной плоскостью для равновесного вектора антиферромагнетизма, и в рамках рассматриваемой модели при любой ориентации в этой плоскости внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 имеет место $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0$. Таким образом, изменение относительной ориентации векторов \mathbf{l}_0 (\mathbf{E}_0) и \mathbf{q} в сагиттальной плоскости на угол φ ($\cos \varphi \equiv (\mathbf{E}_0 \mathbf{q} / |\mathbf{E}_0| |\mathbf{q}|)$) в \mathbf{k} -пространстве отвечает повороту относительно начала координат на тот же угол кривой (26), (27). В результате сечение будет описываться полным уравнением кривой второго порядка, т.е., если $\mathbf{H}_0 \perp \mathbf{E}_0$, а $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) \neq 0$, то внутри рассматриваемой АФМ пластины для заданных, с учетом (17), (18), ω и k_{\perp} , падающая и отраженная от одной и той же поверхности объемные волны ТМ (ТЕ) типа будут иметь разный период пространственных осцилляций вдоль направления внешней нормали.

Несложно убедиться, что в данном случае при $(\mathbf{E}_0 \mathbf{q}) \neq 0$, $|\mathbf{H}_0| \neq 0$ для волны с поляризацией α направление и смена потока энергии, переносимого волной ТМ (ТЕ) типа вдоль полуволновой АФМ пластины, определяются не структурой ПВВ для полугораниченного АФМ (26), (27), а ПВВ слоя в той же геометрии. Она отличается тем, что в ней для заданных ω и k_{\perp} проекция обратной фазовой скорости на направление \mathbf{q} ($\tilde{k}_{\parallel\alpha}(k_{\perp}, \omega)$) равна полуразности проекций на то же направление обратных фазовых скоростей, отвечающих ПВВ для полугораниченного АФМ в той же геометрии

$$\begin{aligned} \frac{[k_{\perp} - k_0 c_{\alpha} \cos \varphi]^2}{\tilde{a}_{\alpha}^2} + \frac{k_{\parallel}^2}{\tilde{b}_{\alpha}^2} = 1, \quad \tilde{b}_s^2 \equiv b_s^2 \frac{\mu_{yy}}{\mu_{\parallel}}, \quad \tilde{a}_s^2 \equiv a_s^2 \frac{\mu_{\parallel}}{\mu_{yy}}, \\ \tilde{b}_p^2 \equiv b_p^2 \frac{\epsilon_{yy}}{\epsilon_{\parallel}}, \quad \tilde{a}_p^2 \equiv a_p^2 \frac{\epsilon_{\parallel}}{\epsilon_{yy}}. \end{aligned} \quad (28)$$

Таким образом, сечения ПВВ волны ТМ (ТЕ) типа сагиттальной плоскостью ПВВ для полупространства (26) и для слоя (28) оказываются различными (рис. 2).

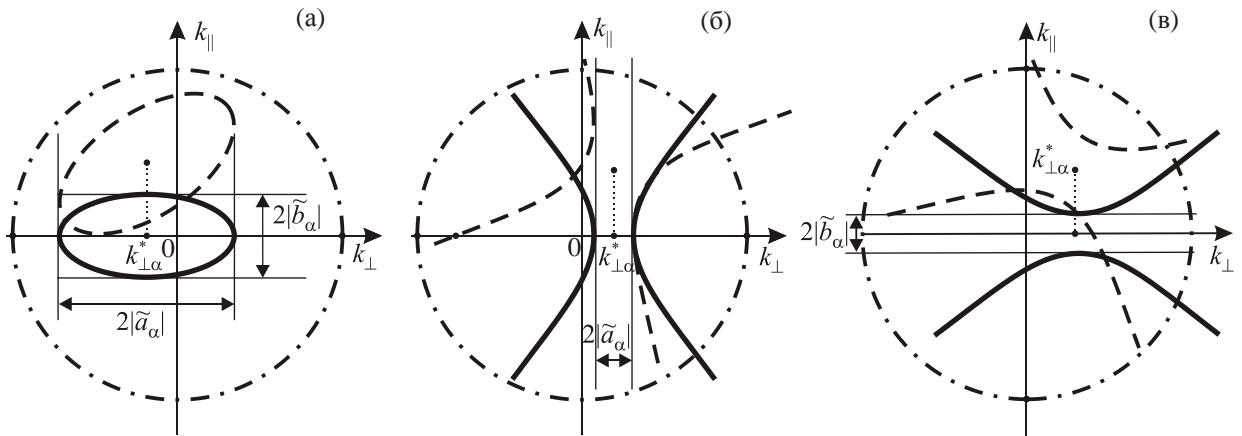


Рис. 2. Сечения ПВВ для АФМ полупространства (26) (пунктирная линия) и для АФМ слоя (28) (сплошная линия) в случае $\mathbf{l}_0 \parallel \mathbf{E}_0 \in XY$, $\mathbf{k} \in XY$, $\mathbf{H}_0 \parallel OZ$ ($\tilde{a}_{\alpha}^2 a_{\alpha}^2 > 0$, $\tilde{b}_{\alpha}^2 b_{\alpha}^2 > 0$). Сечение ПВВ немагнитного диэлектрика — штрихпунктирная линия. $\tilde{b}_{\alpha}^2 > 0$; $\tilde{a}_{\alpha}^2 > 0$ (а), $\tilde{b}_{\alpha}^2 < 0$; $\tilde{a}_{\alpha}^2 > 0$ (б), $\tilde{b}_{\alpha}^2 > 0$; $\tilde{a}_{\alpha}^2 < 0$ (в).

В частности, для заданных ω и k_{\perp} на этом сечении для волны ТМ (TE) типа, распространяющейся в АФМ слое, могут смещаться, исчезать и появляться точки, для которых $(\mathbf{b}\partial\omega/\partial\mathbf{k})=0$. При этом точки на плоскости ω и k_{\perp} , для которых на ПВВ полупространства $(\mathbf{q}\partial\omega/\partial\mathbf{k})=0$ (предельная волна), сохраняются и для ПВВ слоя. Если для волны данной поляризации имеется k_{\perp} , для которого направление вектора групповой скорости отличается на π в соответствующих точках на сечении ПВВ полупространства (26), то это же значение k_{\perp} будет для заданного ω определять и положение центра ПВВ слоя (28) на одноименной оси в \mathbf{k} -пространстве.

Используя при вычислении коэффициента прохождения принципы излучения Зоммерфельда–Мандельштама (см [14]), следует учитывать возможность того, что поток энергии, переносимый такой волной, будет направлен вдоль внутренней нормали к кривой, определяющей сечение ПВВ сагиттальной плоскостью. В рассматриваемой модели АФМ среды такой эффект, в частности, возможен, если частота падающей извне волны ТМ (TE) типа удовлетворяет условию (см. рис. 1(в)):

$$\omega_{\alpha y} < \omega < \Omega_{\alpha A}. \quad (29)$$

Если с учетом принципа излучения Зоммерфельда–Мандельштама для заданных ω и k_{\perp} проекция вектора групповой скорости на направление распространения \mathbf{b} положительна для ПВВ слоя (27), (28), то соответствующая объемная электромагнитная волна, бегущая вдоль пластины (17), (18), является волной прямого типа $(\mathbf{k}_{\perp}\partial\omega/\partial\mathbf{k}_{\perp} > 0)$. В противном случае объемная электромагнитная волна в пластине является волной обратного типа $(\mathbf{k}_{\perp}\partial\omega/\partial\mathbf{k}_{\perp} < 0)$. Однозначного соответствия между типом волны в АФМ пластине (17), (18) и знаком проекции вектора групповой скорости для сечения ПВВ полупространства (26),(27) для заданных ω и k_{\perp} нет.

Следует отметить, что во всех рассмотренных в данной работе случаях компонента потока энергии, не лежащая в сагиттальной плоскости, строго равна нулю.

Условие полуволнового прохождения пластины и поляритонный спектр слоя с экстремальными значениями поверхностного импеданса

Из (16) следует, что для ω и k_{\perp} , удовлетворяющих (14), (17), (18), оказывается неважным, объемной или эванесцентной будет волна ТМ (TE) типа в среде, в которой находится пластина. Это означает, что соотношения (14), (17), (18) могут быть выполнены и в том случае, когда для заданных ω и k_{\perp} внешняя по отношению к пластине среда является оптически менее плотной, чем материал пластины. Пусть значения внешних параметров задачи ω и k_{\perp} таковы, что на обеих поверхностях АФМ пластины толщиной $2d$ для волны в

слое одновременно выполнены условия полного внутреннего отражения (ПВО). При этом, как следует из [15], для волноводного распространения волны ТМ (TE) типа в рамках геометрикооптического подхода должно быть выполнено соотношение

$$2(\varphi_{A+}^{\alpha} + \varphi_{A-}^{\alpha}) + 2\tilde{k}_{||\alpha}d = \pm 2\nu\pi, \quad \nu = 1, 2, \dots, \quad (30)$$

где $\varphi_{A\pm}^{\alpha}$ — скачок фазы при отражении для волны, падающей из АФМ (знак «А») в верхнее (знак «+») или нижнее (знак «-») полупространство, « \pm » в правой части (30) берется в зависимости от наличия или отсутствия при отражении эффекта отрицательной фазовой скорости. Таким образом, если внутри рассматриваемого АФМ слоя для объемной волны ТМ (TE) типа при последовательном отражении от поверхностей пластины набег фазы в условиях ПВО удовлетворяет соотношению

$$\varphi_{A+}^{\alpha} + \varphi_{A-}^{\alpha} = 0, \quad (31)$$

то объемная волна (30) будет обладать таким же поляритонным спектром, как и полуволновая пластина той же толщины в условиях безотражательного прохождения (14), (17), (18). Частным случаем (31) является $|\varphi_{A+}^{\alpha}| = |\varphi_{A-}^{\alpha}| = 0$. Согласно терминологии, принятой в теории метаповерхностей [2], такое условие отвечает границе раздела магнетик–идеальный проводник для волны ТМ типа ($\tilde{Z}_p = 0$) и границе раздела магнетик–идеальный магнетик ($\tilde{Z}_s = 0$) для волны TE типа. Таким образом, условие безотражательного прохождения полуволнового слоя волной с поляризацией α формально определяет и спектр нормальных поляритонов ТМ (TE типа) пластины той же толщины при условии, что на обеих ее поверхностях граничные условия отвечают идеальному металлу (в случае волны ТМ типа) или идеальному магнетик (в случае волны TE типа). Отметим, что при этом для волны в слое на обеих поверхностях пластины мгновенный поток энергии через границу раздела магнетик–немагнетик равен нулю в любой момент времени. В результате в пренебрежении диссипацией условие безотражательного прохождения волны с поляризацией $\alpha = p, s$ через полуволновой слой можно сформулировать следующим образом: *пластина будет прозрачной для падающей извне волны ТМ (TE) типа, если частота и угол наклона отвечают поляритонному спектру слоя, на обеих поверхностях которого равен нулю волновой импеданс (для ТМ волны) или волновой адмиттанс (для волны TE типа)*. В таком виде это условие можно рассматривать как электромагнитный аналог «правила совпадений», которое имеет место при прохождении продольной упругой волны через твердую пластину в жидкости [17].

Резонанс Фано на объемных магнитных поляритонах

Из (9), (10) следует, что квадрат коэффициента прохождения вне области ПВО имеет следующую структуру:

$$|W_\alpha|^2 = \frac{1}{N_\alpha \sin^2(\tilde{k}_{||\alpha} d) + 1}; \quad (32)$$

$$\tilde{k}_{||\alpha} d = \pi\nu, \quad \nu = 1, 2.$$

В результате, в случае (14) и $N_\alpha \gg 1$ будут узкие пики полного прохождения объемной электромагнитной волны с поляризацией $\alpha = p, s$ на фоне почти полного отражения. Одним из дополнительных механизмов формирования полного отражения объемной электромагнитной волны ТМ (ТЕ) типа, падающей извне на АФМ пластину, является резонанс Фано [18,19]. Физической основой для возникновения этого эффекта в рассматриваемой модели служит возможность вырождения между модами спектра объемных магнитных поляритонов ТМ и ТЕ типа, распространяющихся вдоль пластины АФМ для отдельных пар значений ω и k_\perp (см., например, (17), (18)). Это вырождение будет сниматься при наличии в самой пластине или на ее поверхности некоторого дополнительного возмущения, которое в силу своей симметрии будет препятствовать независимому прохождению через рассматриваемую АФМ пластину объемных волн ТМ (ТЕ) типа для обсуждаемой магнитооптической конфигурации.

$$\begin{pmatrix} E_z \\ H_\perp \\ H_z \\ E_\perp \end{pmatrix}_d = \overline{\overline{M}} \begin{pmatrix} E_z \\ H_\perp \\ H_z \\ E_\perp \end{pmatrix}_0, \quad \overline{\overline{M}} \equiv \overline{\overline{M}}_0 + \overline{\overline{\delta M}},$$

$$\overline{\overline{M}}_0 \equiv \begin{pmatrix} T_{ik}^s & 0 \\ 0 & T_{ik}^p \end{pmatrix}. \quad (33)$$

Здесь $\overline{\overline{M}}$ и $\overline{\overline{\delta M}}$ — полная матрица перехода 4×4 и матрица возмущений, связывающие касательные к границе раздела сред компоненты магнитного и электрического поля, вектор-столбцы относятся к верхней и нижней поверхностям пластины толщиной d , A_\perp — компонента вектора \mathbf{A} , коллинеарная нормали к сагиттальной плоскости.

Таким образом, из (33) следует, что условие, которому при достижении обсуждаемого типа резонанса Фано совместно удовлетворяют частота ω и поперечное волновое число k_\perp падающей извне на АФМ пластину объемной волны ТМ типа ($W_p = 0$) или ТЕ типа ($W_s = 0$), определяется соотношением (15) при $\alpha = s$ или $\alpha = p$ соответственно (влиянием дополнительного возмущения при этом пренебрегается).

Заключение

Таким образом, если прозрачная пластина центрально-симметричного АФМ в «spin-floor» фазе (\mathbf{q} — нормаль к поверхности пластины) находится в скрещенных взаимно ортогональных магнитном \mathbf{H}_0 и электрическом \mathbf{E}_0 полях (\mathbf{E}_0 лежит в сагиттальной плоскости), то в геометрии Фогта для падающей на нее извне объемной электромагнитной волны ТМ (ТЕ) типа справедливы следующие условия.

1. Для заданного значения частоты волны ω условие полуволнового прохождения невязимо относительно инверсии знака угла падения ($k_\perp \leftrightarrow -k_\perp$), а для заданных ω и k_\perp модуль фазы коэффициента прохождения W_α не взаимен относительно инверсии знака $\mathbf{E}_0 \mathbf{q}$.

2. Кинематические свойства прохождения полуволнового слоя объемной волной ТМ (ТЕ) типа однозначно связаны с локальной геометрией сечения сагиттальной плоскостью ПБВ не только полупространства, но и ПБВ слоя. Для заданных ω и k_\perp сечение ПБВ слоя определяется как полуразность соответствующих значений (\mathbf{kq}) на сечении ПБВ полупространства.

3. Для заданной частоты волны ω поперечное волновое число k_\perp , соответствующее центру ПБВ слоя, обладает тем свойством, что для него проекция потока энергии на направление распространения волны равна нулю. При этом значения k_\perp точки на ПБВ полупространства обладают следующим свойством: проекция потока энергии на направление распространения волны вдоль пластины является нечетной функцией знака нормали к границе раздела сред \mathbf{q} .

4. Для волны, прошедшей через полуволновую пластину, знак и величина набега фазы в W_α определяются условиями излучения Зоммерфельда–Мандельштама и локальной геометрией сечения ПБВ полупространства сагиттальной плоскостью. Знак набега фазы при многократных отражениях в пластине определяется сечением ПБВ слоя и может измениться, если имеет место эффект отрицательной фазовой скорости (или реализуются условия левой среды).

5. Изменение знака групповой скорости (а значит, и смена типа волны (прямой или обратный) для волны ТМ (ТЕ) поляризации в полуволновой пластине) определяется теми точками на ПБВ слоя, для которых в рассматриваемой сагиттальной плоскости проекция групповой скорости на границу раздела сред равна нулю. При этом подобных точек на сечении сагиттальной плоскостью ПБВ для полупространства может и вовсе не быть, либо они отвечают другим значениям k_\perp .

6. Условие полуволнового прохождения эквивалентно дисперсионному соотношению для объемных поляритонов рассматриваемой АФМ пластины, обладающей нулевыми значениями поверхностного волнового импеданса (для волн ТМ типа) или нулевыми значениями поверхностного волнового адмиттанса (для

волн ТЕ типа). Это условие — электромагнитный аналог правила совпадений для упругой волны, падающей извне на твердую пластину в жидкости.

7. Условие полуволнового прохождения пластины объемной волной ТМ (ТЕ) типа идентично спектру особого типа объемных вытекающих поляритонов: для этих пар значений ω и k_{\perp} на одну из поверхностей пластины в симметричном окружении падает объемная волна ТМ (ТЕ) типа, но нет отраженной, а с другой поверхности пластины объемная волна этой же поляризации уносит энергию в нижнее полупространство. Поскольку при этом волна в пластине не затухает, а число независимых амплитуд равно числу граничных условий, то можно утверждать, что условие полуволнового прохождения пластины отвечает спектру типа нормальных поляритонов пластины для отмеченного выше специфического типа граничных условий.

8. Существуют частотные интервалы, в которых для объемной волны ТМ (ТЕ) типа с заданными ω и \mathbf{k}_{\perp} направление потока энергии, переносимого вдоль пластины, изменяется на противоположное при инверсии знака \mathbf{H}_0 , ортогонального сагиттальной плоскости, или знака $\mathbf{E}_0\mathbf{q}$.

9. Для падающей извне на АФМ пластину объемной волны ТМ или ТЕ типа становится возможным возникновение условий для резонанса Фано: полного отражения от пластины падающей волны поляризации ТМ (ТЕ) типа при одновременном резонансном возбуждении в АФМ пластине бегущей объемной волны ТЕ (ТМ) типа соответственно. Необходимой предпосылкой является наличие слабого возмущения, нарушающего условие независимого распространения в АФМ среде нормальных магнитных поляритонов s - и p -поляризации.

Областью применимости полученных результатов являются пластины бианизотропных сред, уравнения связи которых структурно аналогичны (3), а магнито-оптическая конфигурация допускает независимое распространение волн ТМ и ТЕ типа. В первую очередь это относится к магнитным и сегнетоэлектрическим структурам, а также другим типам «field-transforming» сред (в частности, отдельным типам электромагнитных метаматериалов) согласно классификации [20].

В случае ЛП АФМ ($b < 0$ в (2)) в спектрах рассматриваемых объемных волн должны наблюдаться аналогичные особенности, подробный анализ которых (так же, как и теоретическое исследование управляемого внешними магнитным и электрическим полем резонанса Фано в АФМ среде с участием поверхностных или объемных поляритонов) будет проведен в отдельной работе.

Работа поддержана грантами 06-02-12 (У) и 12-02-90419(Р) в рамках конкурса совместных украинско-российских исследовательских проектов НАН Украины–РФФИ.

1. X. Хаус, *Волны и поля в оптоэлектронике*, Мир, Москва (1988).
2. А. Сихвола, С.А. Третьяков, А. де Баас, *Радиотехника и электроника* **52**, 1066 (2007) [*J. Commun. Technol. Electron.* **52**, 986 (2007)].
3. A. Serdukov, I. Semchenko, S. Tretyakov, A. Sihvola, *Electromagnetics of Bi-anisotropic Materials: Theory and Applications*, Gordon and Breach, Amsterdam (2001).
4. А.Н. Лагарьков, В.Н. Кисель, А.К. Сарычев, В.Н. Семенов, *ТВТ* **48**, 1031 (2010) [*High Temp.* **48**, 983 (2010)].
5. Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшин, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев, *Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков*, Физматлит, Москва (2001).
6. Ф.И. Федоров, *Теория гиротронии*, Наука и техника, Минск (1976).
7. K. Abraha and D.R. Tilley, *Surf. Sci. Rep.* **24**, 129 (1996).
8. T. Dumelow, J.A.P. da Costa, F. Lima, and E.L. Albuquerque, *Nonreciprocal Phenomena on Reflection of Terahertz Radiation of Antiferromagnets. Recent Optical and Photonic Technologies*, Ki Young Kim (ed.), INTECH, Croatia (2010), p. 450.
9. N.R. Anderson and R.E. Camley, *J. Appl. Phys.* **113**, 013904 (2013).
10. Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, *Опт. спектр.* **107**, 664 (2009) [*Opt. Spectrosc.* **107**, 631 (2009)].
11. Д.В. Кулагин, А.С. Савченко, С.В. Тарасенко, *ЖЭТФ* **133**, 1051 (2008) [*JETP* **106**, 918 (2008)].
12. Д.В. Кулагин, Г.Г. Левченко, А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров, *Опт. спектр.* **114**, 454 (2013) [*Opt. Spectrosc.* **114**, 414 (2013)].
13. Д.В. Кулагин, Г.Г. Левченко, А.С. Савченко, А.С. Тарасенко, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров, *ЖЭТФ* **141**, 540 (2012) [*JETP* **114**, 474 (2012)].
14. Б.Б. Бойко, Н.С. Петров, *Отражение света от усиливающих и нелинейных сред*, Наука и техника, Минск (1988).
15. А. Ярив, П. Юх, *Оптические волны в кристаллах*, Мир, Москва (1987).
16. В.М. Балакирев, И.А. Гишинский, *Волны в пьезокристаллах*, Наука, Новосибирск (1982).
17. Л.М. Бреховских, *Волны в слоистых средах*, Наука, Москва (1973).
18. Yu.A. Kosevich, A. Feher, and E.S. Syrkin, *Fiz. Nizk. Temp.* **34**, 725 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 575 (2008)].
19. А.Е. Miroshnichenko, S. Flach, and Y.S. Kivshar, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 2257 (2010).
20. S.A. Tretyakov, I.S. Nefedov, and P. Alitalo, *New J. Phys.* **10**, 115028 (2008).

The peculiarities of resonant transmission of TM- (TE-) type wave through antiferromagnet plate in crossed dc magnetic and electric fields

G.G. Levchenko, A.S. Savchenko, A.S. Tarasenko, S.V. Tarasenko, and V.G. Shavrov

The relationship between the topological characteristics of the refraction surface and the behavior of transmission of TM- or TE-type volume waves through a transparent half-wave AFM layer in crossed dc magnetic and electric fields is studied. It is shown that the conditions of resonance transmission correspond to the

spectrum of escaping volume magnetic polaritons of the layer and to the spectrum of electromagnetic waves in the plate with extreme values of the surface impedance.

PACS: **41.20.-q** Applied classical electromagnetism; 42.25.Gy Edge and boundary effects; reflection and refraction;

75.85.+t Magnetoelectric effects, multiferroics.

Keywords: leaky magnetic polaritons, antiferromagnet, surface impedance, half-wave layer, nonreciprocity, metasurface.