Письма в ЖЭТФ, том 106, вып. 2, с. 90 – 97

Новый механизм поверхностного поляритонного резонанса на уединенной границе раздела прозрачных диэлектриков (нетаммовские квазистационарные поверхностные поляритонные состояния)

С. В. Тарасенко+1), *В. Г. Шавров**

+*Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, 83114 Донецк, Украина*

**Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, 125009 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 3 мая 2017 г.

После переработки 13 июня 2017 г.

Для уединенной границы раздела прозрачных пространственно однородных диэлектриков предложен псевдокиральный механизм формирования нетаммовского типа квазистационарных поверхностных поляритонных состояний, а также лежащих внутри светового конуса поверхностных поляритонных волн. Резонансное возбуждение этих состояний падающей из вакуума квазимонохроматической плоской волной приводит к резкому изменению времени группового запаздывания отраженного импульса. Эффект усиливается при наличии электромагнитной метаповерхности.

DOI: 10.7868/S0370274X17140077

Как известно [1], поверхностным электромагнитным состоянием (ПЭС) называется поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ), не распространяющаяся в плоскости границы раздела сред, закон дисперсии которой удовлетворяет граничным условиям, а поток энергии в плоскости границы раздела сред строго равен нулю. Несмотря на то, что первые исследования, связанные с анализом ПЭС, были выполнены уже около сорока лет назад [2], тем не менее интерес к условиям формирования ПЭС и сопутствующим динамическим эффектам в электродинамике слоистых структур (в частности, поверхностному поляритонному резонансу) непрерывно возрастает [3–5]. При этом подавляющее число работ, выполненных в этом направлении, связано с изучением поверхностных поляритонных возбуждений, являющихся электромагнитным аналогом таммовских состояний, и для существования которых необходимо, чтобы как минимум одна из контактирующих сред обладала дополнительной трансляционной симметрией вдоль нормали к плоскости границы раздела. Например, это может быть одномерный фотонный кристалл (ФК) [1, 3, 6, 7] или оптически прозрачная среда с кручением в случае киральных таммовских ПЭС в [5]. Дисперсионные кривые этих типов поверхностных электромагнитных возбуждений лежат внутри светового конуса ($|h| < k_0 \equiv \omega/c$, c – скорость света в вакууме, ω и h – соответственно частота и продольное волновое число), что обеспечивает им радиационное затухание даже на границе “ФК–вакуум” и создает возможность их непосредственного возбуждения падающей из вакуума объемной электромагнитной волной. Такие электромагнитные возбуждения, локализованные вблизи поверхности ФК (в структурах типа “ФК–ФК” [6] или “металл–ФК” [7]), принято [1] разделять на таммовские ПЭС и таммовские ПЭВ.

Дисперсионные свойства этих поверхностных волн определяются полюсом коэффициента отражения для волны соответствующей поляризации и отвечают комплексным значениям продольного волнового числа: $h(\omega) = h'_\alpha(\omega) + \mathrm{i}h''_\alpha(\omega)$ ($\mathrm{Im}\, h'_\alpha(\omega) = \mathrm{Im}\, h''_\alpha(\omega) = 0$) (если $\omega = \mathrm{const}$, фиксирована частота падающей извне волны) или комплексными значениями частоты $\omega(h) = \omega'_\alpha(h) - \mathrm{i}\omega'''_\alpha(h)$ ($\mathrm{Im}\, \omega'_\alpha(h) = \mathrm{Im}\, \omega''_\alpha(h) = 0$) (если $h = \mathrm{const}$, т.е. фиксирован угол падения) [8].

При возбуждении слабовытекающей поверхностной поляритонной волны (когда $h = h'_\alpha(\omega)$ и $|h'_\alpha| \gg |h''_\alpha|$) удается не только достичь резкого увеличения амплитуды эванесцентной электромагнитной волны, формирующейся вблизи границы раздела контактирующих сред, но и существенно повлиять на угловой спектр остронаправленных волновых пучков (при $\omega = \mathrm{const}$) отраженных от границы контакта (поверхностный поляритонный резонанс) [9, 10]. При

1)e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

$h = \text{const}$ слабовытекающие ПЭС и ПЭВ вследствие радиационного затухания являются квазистационарными ($\omega''_\alpha(h)/\omega'_\alpha(h) \ll 1$). Это делает актуальным анализ их релаксационной динамики с помощью импульсных экспериментальных методик.

В частности, в работах [4, 11] была изучена релаксационная динамика резонансно возбуждаемых таммовских поверхностных электромагнитных состояний ТМ- и ТЕ-типа на границе раздела "ФК–металлическая пленка" в зависимости от соотношения $\omega''_\alpha\tau_\alpha$ (τ_α – длительность падающего извне электромагнитного импульса). Однако все проведенные до сих пор исследования условий формирования квазистационарных ПЭС (и ПЭВ) ТМ- или ТЕ-типа, лежащих внутри светового конуса, обладали рядом существенных для целей данной работы ограничений. Например, считалось, что (i) формирование вытекающей поверхностной волны на уединенной границе раздела пространственно однородных сред требует пространственной модуляции свойств в плоскости контакта; (ii) локализация вытекающей поверхностной электромагнитной волны (так же как и квазистационарных поверхностных поляритонных состояний) на плоской границе раздела сред возможна только в многослойной структуре [12, 13].

Вместе с тем, из результатов работ [14, 15] следует, что при наличии постоянного внешнего электрического поля определенной ориентации становится возможным формирование поверхностной электромагнитной волны даже в отсутствии эванесцентных волн в сопряженной среде (например, на плоской границе с идеальным металлом). Однако возможность существования на уединенной плоской границе раздела пространственно однородных сред нетаммовского типа квазистационарных поверхностных поляритонных состояний и сопутствующих им особенностей отражения для падающей извне квазимонохроматической объемной волны до сих пор не рассматривалась.

В данной работе в бездиссипативном приближении изучены условия, при которых реализуется нетаммовский механизм формирования ПЭС (а также быстрых [16] поверхностных электромагнитных волн) ТМ- или ТЕ-типа на плоской границе раздела двух пространственно однородных сред, и рассмотрен его вклад в величину времени группового запаздывания после отражения для нормально падающего в условиях ПВО на границу раздела сред волнового пакета с узким частотным спектром[2)].

Пусть $\mathbf{q}$ – нормаль к плоской границе раздела двух полуограниченных сред, ζ – текущая координата вдоль $\mathbf{q}$, сагиттальная плоскость характеризуется вектором нормали $\mathbf{a}$ ($\mathbf{a} \perp \mathbf{q}$), вектор $\mathbf{b}$ ($\mathbf{b} = [\mathbf{qa}]$) направлен вдоль линии пересечения плоскости границы раздела ($\zeta = 0$) и сагиттальной плоскости. Будем полагать, что верхнее полупространство ($\zeta > 0$) занято оптически более плотной изотропной средой с уравнениями связи:

$$\tilde{\mathbf{B}} = \tilde{\mathbf{H}}, \quad \tilde{\mathbf{D}} = \tilde{\varepsilon}\tilde{\mathbf{E}}, \tag{1}$$

где $\tilde{\mathbf{B}}$ и $\tilde{\mathbf{D}}$ – вектора магнитной и электрической индукции, $\tilde{\varepsilon}$ – диэлектрическая проницаемость верхней среды (в дальнейшем все величины, относящиеся только к этой среде, помечены знаком тильда), а нижнее полупространство – однородная бездиссипативная бианизотропная среда, материальные соотношения которой имеют вид [17]:

$$\mathbf{B} = \bar{\bar{\mu}}\mathbf{H} + \bar{\bar{A}}^{*}\mathbf{E}; \quad \mathbf{D} = \bar{\bar{\varepsilon}}\mathbf{E} + \bar{\bar{A}}^{\mathrm{T}}\mathbf{H}, \tag{2}$$

где $\bar{\bar{\mu}}$, $\bar{\bar{\varepsilon}}$ и $\bar{\bar{A}}$ – тензоры магнитной, электрической и магнитоэлектрической проницаемостей соответственно, верхние индексы "*" и "T" отвечают комплексному сопряжению и транспонированию. В дальнейшем будем также считать, что избранная сагиттальная плоскость такова, что не только в занимающей верхнее полупространство ($\zeta > 0$) оптически более плотной и изотропной среде (1), но и в нижней ($\zeta < 0$) оптически менее плотной среде (2) возможно независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа. Определим связь касательных к границе раздела составляющих электромагнитного поля в волне с поляризацией $\alpha = p, s$ с помощью соотношений [18]:

$$\begin{aligned} (\mathbf{Eb}) &= Z_p(\mathbf{Ha}), \quad (\mathbf{Hb}) = -Z_s(\mathbf{Ea}), \\ (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b}) &= \tilde{Z}_p(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}), \quad (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b}) = -\tilde{Z}_s(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}). \end{aligned} \tag{3}$$

В соответствии с принятым определением, $\tilde{Z}_p$ и Z_p характеризуют поверхностный волновой импеданс для волны ТМ-типа, тогда как $\tilde{Z}_s(Z_s)$ – поверхностная волновая проводимость для волны ТЕ-типа в верхней (1) и нижней (2) среде соответственно [18]. Если в этом случае, используя максвелловские граничные условия

$$\begin{aligned} (\mathbf{Eb}) = (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b}), \quad (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}) = (\mathbf{Ha}), \\ (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b}) = (\mathbf{Hb}), \quad (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}) = (\mathbf{Ea}), \quad \zeta = 0 \end{aligned} \tag{4}$$

[2)]В дальнейшем всюду по тексту будем использовать только аббревиатуру ПЭС не только для поверхностных состояний с $h = 0$, но и для быстрых поверхностных электромагнитных волн с $h \neq 0$, по закону дисперсии удовлетворяющих тем же граничным условиям, что и ПЭС той же поляризации и частоты.

для падающей из верхней среды плоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа ввести, следуя [18], френелевский коэффициент прохождения как

$$(\mathbf{Ha}) = T_p(\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}), \quad (\mathbf{Ea}) = T_s(\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}), \tag{5}$$

то соответствующий френелевский коэффициент отражения R_α плоской объемной электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа, определяемый как $1+R_\alpha = T_\alpha$, в условиях ПВО можно представить в виде

$$R_\alpha = \frac{\tilde{Z}_\alpha - \mathrm{i}Z_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + \mathrm{i}Z_\alpha}. \tag{6}$$

Согласно [19–21], для случая падающей квазимонохроматической волны ТМ-типа ($\alpha = p$) или для ТЕ-типа ($\alpha = s$) с плоским фронтом, определяемым волновым вектором $\mathbf{m}_\alpha = h\mathbf{b} + \eta_\alpha\mathbf{q}$ и несущей частотой $\omega_{0\alpha}$, соотношения для поля падающей $\Psi_{\alpha i}$ и отраженной $\Psi_{\alpha r}$ немонохроматической волны при $h = \mathrm{const}$ и $\zeta > 0$ можно представить в виде

$$\Psi_p \equiv (\tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}), \quad \Psi_s \equiv (\tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}),$$

$$F_\alpha(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \Psi_{\alpha i}(0,t)e^{\mathrm{i}\omega t}dt,$$

$$\tilde{\mathbf{m}}_\alpha^{\pm} = h\mathbf{b} \pm \tilde{\eta}_\alpha\mathbf{q}, \quad \alpha = p, s, \tag{7}$$

$$\Psi_{\alpha i}(r,t) = \int\limits_{-\infty}^{\infty} F_\alpha(\omega)E^{\mathrm{i}\tilde{\mathbf{m}}_\alpha^{-}\mathbf{r} - \mathrm{i}\omega t}d\omega,$$

$$\Psi_{\alpha r} = \int\limits_{-\infty}^{\infty} F_\alpha(\omega)R_\alpha(\omega)E^{\mathrm{i}\tilde{\mathbf{m}}_\alpha^{+}\mathbf{r} - \mathrm{i}\omega t}d\omega,$$

$$R_\alpha(\omega, h) = \exp(\mathrm{i}\varphi_\alpha),$$

где $\mathbf{r}$ – радиус вектор, лежащий в плоскости падения.

Для оптически менее плотной среды

$$\varphi_\alpha(\omega, h) \approx \tag{8}$$

$$\approx \varphi_\alpha(\omega_0, h) + \left.\frac{\partial\varphi_\alpha(\omega, h)}{\partial\omega}\right|_{\omega=\omega_0}(\omega_{0\alpha} - \omega) + \ldots, \alpha = p, s.$$

В результате, следуя [19–21], для отраженной квазимонохроматической волны с $\alpha = p, s$ и узким частотным спектром $\omega = \omega_{0\alpha} + \Delta\omega_\alpha$ ($|\Delta\omega_\alpha/\omega_{0\alpha}| \ll 1$) в пренебрежении деформацией формы сигнала расчет показывает, что

$$\Delta t_\alpha(h, \omega) = \left.\frac{\partial\varphi_\alpha(\omega, h)}{\partial\omega}\right|_{\substack{\omega=\omega_{0\alpha}\\ h=h_0}} \tag{9}$$

определяет время группового запаздывания прихода в заданную точку наблюдения огибающей отраженного волнового пакета по отношению к падающему (аналог формулы Вигнера для времени задержки частицы в области взаимодействия при упругом рассеянии [22]). С учетом (6), (8) получаем время группового запаздывания отраженного от границы раздела сред импульса объемной волны с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа при ($\tilde{Z}_\alpha\partial Z_\alpha/\partial\omega \gg Z_\alpha\partial\tilde{Z}_\alpha/\partial\omega$):

$$\Delta t_\alpha = \frac{2}{1 + (Z_\alpha/\tilde{Z}_\alpha)^2}\frac{\partial}{\partial\omega}\left(\frac{Z_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha}\right) =$$

$$= \frac{|T_\alpha^2|}{2\tilde{Z}_\alpha}\left.\left(\frac{\partial Z_\alpha}{\partial\omega}\right)\right|_{Z_\alpha=0}, \ \alpha = p, s. \tag{10}$$

Как известно [23], в условиях ПВО интенсивность возбуждаемой в оптически менее плотной среде эванесцентной волны пропорциональна

$$T_\alpha^2 = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + \mathrm{i}Z_\alpha}\frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha - \mathrm{i}Z_\alpha}, \quad \alpha = p, s. \tag{11}$$

В рассматриваемом случае факторизация структуры знаменателя соответствует формированию в области ПВО двух режимов возбуждения квазистационарных поверхностных ПЭС в спектре эванесцентных волн ТМ- или ТЕ-типа с комплексными значениями частоты $\omega = \omega_\alpha' \mp \mathrm{i}\omega_\alpha''$. В частности, в условиях нормального падения соотношение

$$\mathrm{i}\tilde{Z}_\alpha(\omega, h = 0) = Z_\alpha(\omega, h = 0) \tag{12}$$

отвечает тому, что падающая из оптически более плотной среды объемная волна с частотой $\omega = \omega_\alpha'$ возбуждает в оптически менее плотной среде квазистационарное ПЭС, для которого $\omega = \omega_\alpha' + \mathrm{i}\omega_\alpha''$, с той же поляризацией α. Вариант

$$-\mathrm{i}\tilde{Z}_\alpha(\omega, h = 0) = Z_\alpha(\omega, h = 0) \tag{13}$$

отвечает $\omega = \omega_\alpha' - \mathrm{i}\omega_\alpha''$ и характеризует релаксацию квазистационарного ПЭС в оптически менее плотной среде за счет излучения плоской объемной волны с той же поляризацией и частотой $\omega = \omega_\alpha'$ в оптически более плотную среду. В дальнейшем ограничимся случаем $|\omega_\alpha'/\omega_\alpha''| \gg 1$, т.е. долгоживущих квазистационарных ПЭС ТМ- или ТЕ-типа. Учитывая только линейный вклад по $\partial\tilde{Z}_\alpha/(\partial Z_\alpha/\partial\omega)$, с учетом (13) получаем, что дисперсионные свойства такого слабовытекающего ПЭС на границе раздела двух прозрачных сред определяются соотношениями

$$Z_\alpha(\omega = \omega_\alpha') = 0, \quad \omega_\alpha'' \approx \frac{\tilde{Z}_\alpha}{(\partial Z_\alpha/\partial\omega)},$$

$$|\omega''_\alpha| \ll |\omega'_\alpha|, \quad \alpha = p, s. \tag{14}$$

В (14) $2\pi/\omega''_\alpha$ характеризует время жизни квазистационарного ПЭС ТМ-, ТЕ-типа с $\omega = \omega'_\alpha$, конечное значение которого связано с излучением в верхнюю среду распространяющейся от границы раздела сред объемной волны (отраженного квазимонохроматического волнового пакета). Так как в окрестности частоты квазистационарного ПЭС (14) коэффициент отражения (6) может быть представлен в виде

$$R_\alpha \cong -\frac{\omega_{0\alpha} - \omega'_\alpha - \mathrm{i}\omega''_\alpha}{\omega_{0\alpha} - \omega'_\alpha + \mathrm{i}\omega''_\alpha}, \ \alpha = p, s, \tag{15}$$

то на основании (9), (14) для времени группового запаздывания отраженного волнового пакета, несущая частота $\omega_{0,\alpha}$ которого близка к частоте ПЭС ТМ- или ТЕ-типа (14), получаем

$$\Delta t_\alpha(\omega_{0\alpha}) \cong \frac{2\omega''_\alpha}{(\omega_{0\alpha} - \omega'_\alpha)^2 + (\omega''_\alpha)^2}, \ \alpha = p, s. \tag{16}$$

Таким образом, выполнение для отраженного импульса условия $\omega'_\alpha \Delta t_\alpha \gg 1$ возможно при наличии долгоживущего ($|\omega''_\alpha/\omega'_\alpha| \ll 1$) квазистационарного ПЭС, частота которого равна несущей частоте падающего извне волнового пакета $\omega_{0\alpha} = \omega'_\alpha$. Максимальное время группового запаздывания отраженного импульса волны ТМ- или ТЕ-типа определяется временем жизни резонансно возбуждаемого квазистационарного ПЭС соответствующей поляризации ($|\Delta t_\alpha| \cong 2/\omega''_\alpha$). По аналогии с рассмотренным в [24] поверхностным электронным резонансом, можно утверждать, что соотношения (14)–(16) отвечают резонансному рассеянию на квазистационарном нетаммовском ПЭС (14) нормально падающей на уединенную границу раздела сред плоской квазимонохроматической объемной волны ТМ- или ТЕ-типа (поверхностный поляритонный резонанс). Так как в выбранной плоскости падения с нормалью вдоль $\mathbf{a}$ имеет место независимое распространение плоских волн ТМ- и ТЕ-типа, то при заданной ориентации векторов $\mathbf{a}$, $\mathbf{b}$ и $\mathbf{q}$ ($\mathbf{q} = [\mathbf{ab}]$) тензорные коэффициенты в (2) в диадном представлении [17] должны иметь следующую структуру:

$$\begin{gathered} \bar{\bar{\varepsilon}} = \varepsilon_1 \mathbf{b}\otimes\mathbf{b} + \varepsilon_2 \mathbf{q}\otimes\mathbf{q} + \varepsilon_3 \mathbf{b}\otimes\mathbf{q} + \varepsilon_4 \mathbf{q}\otimes\mathbf{b} + \varepsilon_5 \mathbf{a}\otimes\mathbf{a}, \\ \bar{\bar{\mu}} = \mu_1 \mathbf{b}\otimes\mathbf{b} + \mu_2 \mathbf{q}\otimes\mathbf{q} + \mu_3 \mathbf{b}\otimes\mathbf{q} + \mu_4 \mathbf{q}\otimes\mathbf{b} + \mu_5 \mathbf{a}\otimes\mathbf{a}, \\ \bar{\bar{A}} = A_1 \mathbf{b}\otimes\mathbf{a} + A_2 \mathbf{q}\otimes\mathbf{a} + A_3 \mathbf{a}\otimes\mathbf{q} + A_4 \mathbf{a}\otimes\mathbf{b}, \\ \mathrm{Im}\, A_1 \neq 0 \text{ при } \alpha = s, \ \mathrm{Im}\, A_4 \neq 0 \text{ при } \alpha = p. \end{gathered} \tag{17}$$

Коэффициенты при тензорных произведениях в правой части соотношений (17) удовлетворяют соотношениям $\overset{=}{\mu}{}^T = \overset{=}{\mu}{}^*$, $\overset{=}{\varepsilon}{}^T = \overset{=}{\varepsilon}{}^*$ (в бездиссипативном пределе).

В качестве примера граничащей с вакуумом оптически менее плотной среды рассмотрим полуограниченный легкоосный (ось OZ) центросимметричный двухподрешеточный антиферромагнетик (АФМ) ($|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$, M_0 – намагниченность насыщения отдельной подрешетки) в постоянном внешнем электрическом поле $\mathbf{E}_0$, направленном вдоль OZ. Соответствующую плотность энергии с учетом изотропного квадратичного магнитооптического взаимодействия в терминах векторов ферромагнетизма $\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/(2M+0)$ и антиферромагнетизма $\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/(2M_0)$ можно представить в виде ($\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$, $\mathbf{e} = \mathbf{E}/M_0$) [25]:

$$\begin{gathered} F_p = \left(\frac{P_x^2 + P_y^2}{2\kappa_\perp} + \frac{P_z^2}{2\kappa_\parallel} - \mathbf{Pe} \right) + \\ + M_0^2 \left(\frac{\delta}{2}\mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 - 2\mathbf{mh} \right) + \frac{r_m}{2}(\mathbf{mp})^2 + \\ + \frac{r_l}{2}(\mathbf{lp})^2 + \frac{s_m}{2}\mathbf{m}^2\mathbf{p}^2 + \frac{s_l}{2}\mathbf{l}^2\mathbf{p}^2, \end{gathered} \tag{18}$$

где δ, b – соответственно константы однородного обмена и магнитной анизотропии, $\mathbf{e}$, $\mathbf{h}$ – перенормированные электрическое и магнитное поля соответственно, $\kappa_\parallel$, $\kappa_\perp$ – соответственно продольная и поперечная диэлектрические восприимчивости, r_m, r_l, s_m, s_l – коэффициенты квадратичного магнитооптического взаимодействия, $\mathbf{P}$ – вектор электрической поляризации.

В рамках феноменологической теории динамические свойства исследуемой модели магнитного кристалла описывают системой дифференциальных уравнений, включающей, помимо уравнений Максвелла, также уравнения Ландау–Лифшица для векторов $\mathbf{m}$ и $\mathbf{l}$ и уравнение для вектора $\mathbf{P}$. Так же как и в [15, 25], будем считать, что $b > 0$. Если $|\mathbf{H}| = 0$, а направление постоянного внешнего электрического поля $\mathbf{E}_0 \| OZ$, то, как следует из (18), основное состояние рассматриваемого магнетика характеризуется следующей равновесной ориентацией векторов ферромагнетизма $\mathbf{m}_0$, антиферромагнетизма $\mathbf{l}_0$ и электрической поляризации $\mathbf{P}_0$:

$$|\mathbf{m}_0| = 0, \quad \mathbf{l}_0 \| \mathbf{P}_0 \| OZ. \tag{19}$$

В этом случае материальные соотношения для рассматриваемого АФМ в постоянном внешнем электрическом поле будут отвечать псевдокиральной среде [15]

$$\begin{gathered} \mathbf{M} = \{\chi_\perp H_x - \mathrm{i}\gamma E_y, \chi_\perp H_y + \mathrm{i}\gamma E_x, 0\}, \\ \mathbf{P} = \{\alpha_\perp E_x - \mathrm{i}\gamma H_y, \alpha_\perp E_y + \mathrm{i}\gamma H_x, \alpha_{zz} E_z\}. \end{gathered} \tag{20}$$

Расчет показывает [15], что для $|\mathbf{m}_0| \ll 1$ в области частот ω, далекой от собственных частот колебаний сегнетоэлектрической подсистемы, структуру ненулевых компонент тензоров магнитной, диэлектрической, магнитоэлектрической восприимчивостей в (20) приближенно можно представить в виде

$$\chi_\perp = T_\perp \frac{\omega_0^2}{\Delta}, \quad \gamma = \sqrt{R_\perp T_\perp}\frac{\omega_0\omega}{\Delta},$$

$$\alpha_\perp = \alpha_{\perp 0} + R_\perp \frac{\omega_0^2}{\Delta}, \quad \alpha_\parallel = \alpha_{\parallel 0}, \quad \Delta = \omega_0^2 - \omega^2, \qquad (21)$$

где $T_\perp$ – статическая магнитная восприимчивость в плоскости XY, $\alpha_{\perp 0}$, $\alpha_{\parallel 0}$ – компоненты статической диэлектрической восприимчивости в плоскости XY и вдоль OZ соответственно без учета влияния магнитной подсистемы, $\alpha_{\perp 0} + R_\perp$ – статическая диэлектрическая восприимчивость в плоскости XY с учетом влияния магнитной подсистемы, ω_0 – частота однородного магнитного резонанса неограниченного антиферромагнетика (18)–(20). Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом случае $R_\perp \propto E_0$ [15]. Расчет показывает, что при $k \in YZ$ и $\mathbf{q}\|\mathbf{E}_0\|OZ$ входящие в соотношения (9), (10), (14) поверхностный волновой импеданс $Z_p(\omega, h)$ и поверхностная волновая проводимость $Z_s(\omega, h)$, для рассматриваемой антиферромагнитной среды (18)–(21) в условиях ПВО, соответственно, определяются соотношениями ($\mu_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\chi_{ik}$, $\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_k$):

$$Z_p = \frac{1}{k_0\varepsilon_{yy}}(q_p - \gamma k_0),$$

$$q_p \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}}k_\perp^2 - k_0^2(\varepsilon_{yy}\mu_{xx} - \gamma^2)}, \qquad (22)$$

$$Z_s = \frac{1}{k_0\mu_{yy}}(q_s + \gamma k_0),$$

$$q_s \equiv \sqrt{\frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}}h^2 - k_0^2(\mu_{yy}\varepsilon_{xx} - \gamma^2)}, \qquad (23)$$

где $q_\alpha(\omega)$ – обратная глубина локализации эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа в магнетике.

В результате дисперсионное соотношение для спектра распространяющихся вдоль границы раздела сред быстрых ($|h| < k_0$) вытекающих поверхностных волн ТМ- или ТЕ-типа принимает вид

$$h^2 = k_0^2\mu_{xx}\varepsilon_{zz}, \quad \omega_p'' = \frac{\tilde{Z}_p}{(\partial Z_p/\partial\omega)}\bigg|_{\omega=\omega_s',\, h=h_0},$$

$$q_p(\omega, h = h_0) = \gamma k_0, \quad \gamma > 0, \quad \alpha = p,$$

$$h^2 = k_0^2\varepsilon_{xx}\mu_{zz}, \quad \omega_s'' = \frac{\tilde{Z}_s}{(\partial Z_s/\partial\omega)}\bigg|_{\omega=\omega_s',\, h=h_0},$$

$$q_s(\omega, h = h_0) = |\gamma|k_0, \quad \gamma < 0, \quad \alpha = s, \qquad (24)$$

тогда как спектр квазистационарных ПЭС ТМ- или ТЕ-типа (14) определяется (24) при $h = 0$, причем

$$\mu_{xx}(\omega = \omega_p') = 0, \quad \varepsilon_{xx}(\omega = \omega_s') = 0. \qquad (25)$$

Из (24), (25) следует, что для заданной ориентации $\mathbf{E}_0$, ω и поляризации $\alpha = p, s$ формирование как быстрых поверхностных поляритонов (24), так и квазистационарных ПЭС (25), становится возможным только при определенном выборе знака ($\mathbf{E}_0\mathbf{q}$).

Так как из (20)–(24) следует, что $\omega_\alpha'' \propto gE_0$ (g – магнитомеханическое отношение), то на основании (24), (25) можно ожидать возможность эффективного управления временем группового запаздывания отраженного импульса с помощью постоянного внешнего электрического поля $(\mathbf{E}_0\mathbf{q}) \neq 0$. В частности в рассматриваемом легкоосном АФМ (18)–(23) для ПЭС ТМ-типа при $h = 0$

$$\Delta t_p\Big|_{\omega=\omega_p'} = \frac{\partial Z_p}{\tilde{Z}_p\partial\omega}\bigg|_{\mu_{xx}=0} \approx \frac{1}{gr_lE_0}. \qquad (26)$$

Если в качестве конкретного примера легкоосного АФМ выбрать MnF_2, то, полагая в соответствии с [25], что $r_l \sim 10^{-3}$, $g \propto 10^7$, из (26) при резонансном возбуждении для рассматриваемого типа нетаммовского ПЭС ТМ-типа $\omega_p' = \omega_0\sqrt{1 + 4\pi T_\perp}$ получаем следующую оценку для максимального значения времени группового запаздывания: $\Delta t_p \propto 10^{-4}/E_0$ (с).

Следует также учесть, что на частоте рассматриваемой ПЭС ТМ-типа обратная глубина проникновения эванесцентной волны ТМ-типа в АФМ-среду определяется выражением $\eta_p = \delta g\lambda E_0/(4\pi c) \propto \propto 10^{-3}E_0$ (см) (для $\delta/(4\pi) \propto 10^3$). Следовательно, для реализации приближения полуограниченной АФМ-среды необходимо, чтобы в случае АФМ-слоя его толщина d на частоте исследуемой ПЭС ТМ-типа удовлетворяла условию $\eta_p d \gg 1$. В результате для $d \approx 0.1$ см из (26) получаем, что в полуограниченном АФМ (18)–(21) при $E_0 \propto 10^4$ для рассматриваемого нетаммовского ПЭС ТМ-типа $\omega_p''/\omega_p' \propto 10^{-3}$, так как, согласно [26], для MnF_2 $\omega_p' \propto 10^{10} \div 10^{11}$ Гц. Отметим, что в [11] для таммовского типа ПЭС с $\alpha = p$ в структуре "ФК–металл" $\omega_p''/\omega_p' \propto 10^{-2}$, тогда как $\omega_p' \propto 10^{15}$ Гц.

Предложенный псевдокиральный механизм формирования нетаммовского типа ПЭС (и ПЭВ) (как и структура уравнений связи) характерен не только для достаточно широкого класса АФМ-сред [15, 27]. Как показывает анализ, он возможен также и в одноосных сегнетоэлектриках [28], отдельных типах электромагнитных метаматериалов (прежде всего тех, в которых в качестве структурных единиц выступают решетки из омега-частиц или разомкнутых кольцевых резонаторов) [29], а также в электромагнитных мультиферроиках, например PML типа [30].

Кратко обсудим влияние величины $\tau_\alpha \omega''_\alpha$ (τ_α – длительность падающего из вакуума на поверхность диэлектрика импульса плоской объемной ЭМВ с поляризацией $\alpha = p, s$) на форму огибающей отраженного импульса квазимонохроматической волны ТМ- или ТЕ-типа при резонансом возбуждении рассматриваемого нетаммовского ПЭС (14), (25). Для этого можно воспользоваться ранее уже неоднократно отмечавшейся тесной аналогией между характером распространения волнового пакета волн ТМ- или ТЕ-типа с узким частотным спектром и остронаправленного пучка плоских объемных волн с поляризацией p- или s-типа (см., например, [31]).

Предположим, что в рассматриваемой магнитооптической конфигурации (1)–(15) имеется падающий из вакуума импульс плоской волны ТМ-типа с гауссовой формой огибающей, длительностью τ_α и несущей частотой $\omega_{0\alpha} = \omega'_\alpha(h)$, отвечающей рассматриваемому квазистационарному нетаммовскому ПЭС ТМ- или ТЕ-типа (14), (25). При заданном угле падения (в частности и для $h = 0$) в окрестности рассматриваемого ПЭС (14), (25) структура коэффициента отражения определяется выражением (15). Следуя предложенной в [9] для гауссовых пучков методике расчета подобных входящим в (7) интегралов, можно на границе раздела сред для заданных значений τ_α, h в тех же приближениях получить соотношение для формы огибающей отраженного в вакуум импульса, несущая частота которого отвечает нетаммовскому ПЭС ТМ- или ТЕ-типа (14), а также (25), (26).

Анализ полученного выражения показывает, что, подобно результатам экспериментальных исследований таммовских ПЭС [11], в данном случае также можно выделить два режима резонансного взаимодействия импульса с резонансно возбуждаемым нетаммовским ПЭС (14), (25), (26): квазистационарный (при $\tau_\alpha \omega''_\alpha \gg 1$) и нестационарный (при $\tau_\alpha \omega''_\alpha \ll 1$). Также как и в случае таммовских ПЭС [4, 11], эти режимы существенно отличаются между собой формой огибающей отраженного волнового пакета по отношению к падающему. В частности, при нестационарном режиме на амплитуде огибающей отраженного импульса появляются два максимума и один минимум (для этого с учетом проведенной после (26) оценки, длительность падающего гауссовского импульса волны ТМ-типа должна отвечать условию $\tau_p \ll 10^{-8}$ с).

Пусть в рассматриваемой слоистой структуре "вакуум–прозрачный диэлектрик" оптически менее плотная среда (2)–(18) представляет собой слой толщиной d, нижняя поверхность которого ($\zeta = -d$) покрыта идеальным металлом. Если магнитооптическая конфигурация осталась неизменной, то на граничащей с вакуумом верхней поверхности слоя (при $\zeta = 0$) по-прежнему выполнена система граничных условий (4), тогда как на нижней поверхности ($\mathbf{q} \| OZ$):

$$\mathbf{Eb} = 0, \quad \mathbf{Ea} = 0, \quad \zeta = -d, \tag{27}$$

что, согласно [32], отвечает метаповерхности типа "идеальный электрический проводник". Расчет показывает, что для плоской квазимонохроматической объемной волны ТМ-типа, падающей из вакуума на верхнюю поверхность слоя, в соотношениях (6)–(16) необходимо заменить Z_p на входной поверхностный волновой импеданс Z^p_{in} слоя толщиной d с одноосной металлизацией. В рассматриваемом случае $Z^p_{in} \equiv T^p_{21}/T^p_{11}$, где T^p_{ik} – компоненты матрицы перехода для слоя АФМ (18)–(21), с учетом введенных выше обозначений определяется соотношениями

$$\begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a} \\ \tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T^p_{11} & T^p_{12} \\ T^p_{11} & T^p_{11} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{Ha} \\ \mathbf{Eb} \end{pmatrix}, \tag{28}$$

$$T^p_{21} = \frac{2Z^+_p Z^-_p}{Z^+_p - Z^-_p}\,\mathrm{sh}(q_p d),$$

$$T^p_{11} = \mathrm{ch}(q_p d) + \frac{Z^+_p + Z^-_p}{Z^+_p - Z^-_p}\mathrm{sh}(q_p, d), \tag{29}$$

$$Z^\pm_p(\omega, h) = \frac{1}{k_0 \varepsilon_{yy}}(q_p \mp \gamma k_0).$$

Из анализа (6)–(16), (28), (29) следует, что наличие в рассматриваемой слоистой структуре электромагнитной метаповерхности (27) может приводить к дополнительному, по сравнению с (14)–(16) и (25), (26), увеличению времени группового запаздывания отраженной от поверхности прозрачного диэлектрика квазимонохроматической волны при резонансном возбуждении нетаммовского типа ПЭС с $\alpha = p$:

$$\Delta t_p(d)\Big|_{\omega_{0p} = \omega'_{0p}} = \Delta t_p \exp(2q_p d) \gg 1 \quad (q_p d \gg 1). \tag{30}$$

Для этого необходимо, чтобы: (i) соотношения (14), (25) для ПЭС p-типа ($\omega_{0p} = \omega'_p$) были выполнены на границе раздела "слой–идеальный металл"; (ii) при $\omega_{0p} = \omega'_p$ толщина слоя d была много больше области локализации эванесцентных волн ТМ-типа в оптически менее плотной среде, формирующей слой (в данном случае АФМ (18)–(20)). Аналогичный эффект дополнительного усиления группового времени запаздывания за счет метаповерхности (27) может быть реализован и для импульса волны ТЕ-типа с несущей частотой $\omega_{0s} = \omega'_s$ (см. (25)), но в структуре "вакуум–магнетик–вакуум–идеальный металл". Для этого ПЭС с $\alpha = s$ также должно формироваться на нижней поверхности АФМ-пластины (при $\zeta = -d$), а толщина вакуумного слоя d_s определяться как $k_0 d_s = \pi/2$.

Таким образом, в данной работе впервые показано, что для уединенной границы раздела прозрачных диэлектрических сред внутри области ПВО возможен нетаммовский механизм формирования квазистационарного ПЭС ТМ- или ТЕ-типа (а также быстрых вытекающих поверхностных поляритонов), если оптически менее плотная среда обладает псевдокиральным взаимодействием определенной структуры. В результате, если на такую границу раздела в условиях ПВО падет квазимонохроматический импульс с несущей частотой, отвечающей долгоживущему ПЭС соответствующей поляризации, то время группового запаздывания отраженного импульса Δt_α ($\alpha = p, s$) может резко увеличиться, а форма огибающей отраженного импульса с учетом длительности падающего импульса может существенно трансформироваться. Максимальное время группового запаздывания определяется временем жизни возбуждаемого квазистационарного нетаммовского ПЭС. В качестве примера рассмотрен плоский контакт магнитной и немагнитной оптически прозрачных полуограниченных диэлектрических сред в постоянном внешнем электрическом поле, ортогональном границе раздела сред, вследствие чего появляется возможность эффективного управления перечисленными выше эффектами. Показана возможность дополнительного резкого увеличения времени группового запаздывания отраженного волнового пакета с узким частотным спектром при его взаимодействии с исследуемым нетаммовским типом поверхностных поляритонных состояний ТМ-типа в структуре "вакуум–магнетик–идеальный металл". Отдельно будет рассмотрена возможность резкого увеличения времени группового запаздывания для импульса, отраженного от квазистационарного поверхностного состояния на уединенной границе раздела сред, обладающей ПЭС ТМ- или ТЕ-типа, за счет наличия на границе раздела "среда–вакуум" анизотропной электромагнитной метаповерхности, подобной изученным в [11] или в [33].

Работа поддержана грантом РНФ # 14-22-00279.

1. А. П. Виноградов, А. В. Дорофеенко, А. М. Мерзликин, А. А. Лисянский, УФН **180**, 249 (2010).
2. P. Yeh, A. Yariv, and A. Y. Cho, Appl. Phys. Lett. **32**, 104 (1978).
3. O. El Abouti, E. H. El Boudouti, Y. El Hassouani, A. Noual, and B. Djafari-Rouhani, Phys. Plasmas **23**, 082115 (2016).
4. B. I. Afinogenov, A. A. Popkova, V. O. Bessonov, and A. A. Fedyanin, Appl. Phys. Lett. **109**, 171107 (2016).
5. В. Тимофеев, С. Я. Ветров, Письма в ЖЭТФ **104**, 393 (2016).
6. A. V. Kavokin, I. A. Shelykh, and G. Malpuech, Phys. Rev. B **72**, 233102 (2005).
7. M. Kaliteevski, I. Iorsh, S. Brand, R. A. Abram, J. M. Chamberlain, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, PRB **76**, 165415 (2007).
8. T. Tamir and A. A. Oliner, JOSA **59**, 942 (1969).
9. T. Tamir and H. L. Bertoni, JOSA **61**, 1397 (1971).
10. T. Tamir and A. A. Oliner, Proc. IEEE **110**, 310 (1963).
11. P. Melentiev, A. Afanasiev, and V. Balykin, Phys. Rev. A **88**, 053841 (2013).
12. F. Frezza and N. Tedeshi, JOSA A **32**, 1485 (2015).
13. F. Monticone and A. Alù, Proc. IEEE **103**, 793 (2015).
14. И. Е. Чупис, Д. А. Мамалуй, ЖЭТФ **117**, 175 (2000).
15. А. С. Савченко, С. В. Тарасенко, Оптика и спектроскопия **98**, 431 (2005).
16. В. В. Шевченко, Радиотехника и электроника **14**, 1768 (1969).
17. Ф. И. Федоров, *Теория гиротропии*, Наука и техника, Минск (1976).
18. Х. Хаус, *Волны и поля в оптоэлектронике*, Наука, М. (1988).
19. В. Л. Гинзбург, *Распространение электромагнитных волн в плазме*, изд. 2-е, перераб., Наука, М. (1967).
20. Л. А. Вайнштейн, УФН **118**, 339 (1976).
21. Б. Б. Бойко, Н. С. Петров, *Отражение света от усиливающих и нелинейных сред*, Наука и техника, Минск (1988).
22. А. Г. Ситенко, *Лекции по теории рассеяния*, Высшая школа, Киев (1971).
23. Л. Новотный, Б. Хехт, *Основы нанооптики*, Физматлит, М. (2009).
24. E. G. McRae, Rev. Mod. Phys. **51**, 541 (1979).
25. Г. С. Кринчик, *Физика магнитных явлений*, Изд-во Моск. ун-та, М. (1976).
26. Е. С. Боровик, В. В. Еременко, А. С. Мильнер, *Лекции по магнетизму*, Физматлит, М. (2005).
27. А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, Оптика и спектроскопия **114**, 115 (2013).
28. И. Е. Чупис, Д. А. Мамалуй, ФНТ **24**, 1010 (1998).

29. A. N. Serdyukov, I. V. Semchenko, S. A. Tretyakov, and Ari Sihvola, *Electromagnetics of Bianisotropic Materials: Theory and Applications*, Gordon and Breach Science Publishers, Amsterdam (2001).
30. Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, В. Г. Шавров, ЖЭТФ **141**, 540 (2012).
31. М. Б. Виноградова, О. В. Руденко, А. П. Сухоруков, *Теория волн*, изд. 2-е, переработанное и дополненное, Наука, М. (1990).
32. P.-S. Kildal, *Mater. Intern. Conf. on Electromagnetics in Advanced Applications* (2009), p. 607–610.
33. Л. Г. Нарышкина, М. Е. Герценштейн, Изв. вузов. Радиофизика **10**, 91 (1967).