ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2019, том 83, № 6, с. 769–772

УДК 537.87,537.611.45,535.326

НЕЗЕРКАЛЬНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ КВАЗИПЛОСКОЙ ВОЛНОЙ ОГРАНИЧЕННОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА С АСИММЕТРИЧНЫМ ПОЛЯРИТОННЫМ СПЕКТРОМ

© 2019 г. О. С. Сухорукова[1], А. С. Тарасенко[1], С. В. Тарасенко[1, *], В. Г. Шавров[2]

[1]Донецкий физико-технический институт имени А.А. Галкина, Донецк, Украина

[2]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт радиотехники и электроники имени В.А. Котельникова Российской академии наук", Москва, Россия

*E-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

Поступила в редакцию 20.11.2018 г.
После доработки 16.12.2018 г.
Принята к публикации 25.02.2019 г.

Для квазиплоской волны ТМ- (или ТЕ-) типа, нормально падающей извне на ограниченный одномерный магнитный фотонный кристалл со спектром нормальных магнитных поляритонов, асимметричным относительно инверсии направления распространения волны, в плоскости слоев возникают незеркальные эффекты первого порядка как для отраженной, так и для прошедшей волны.

DOI: 10.1134/S0367676519060309

Постоянно растущие требования к миниатюризации оптоэлектронных устройств стимулируют неснижающийся интерес к изучению эффектов незеркального отражения и прохождения – отклонений в структуре волнового поля (по отношению к предсказываемым геометрической оптикой для монохроматической плоской волны), возникающих при падении квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа на слоистую оптически прозрачную структуру. Подобные отклонения возникают уже в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) для остронаправленного волнового пучка, падающего из оптически более плотной среды на уединенную границу раздела оптически прозрачных диэлектриков [1]. Для волны ТМ- или ТЕ-типа такое отклонение представляет собой продольное смещение отраженного пучка вдоль линии пересечения плоскости падения и плоскости границы раздела сред (пространственный эффект Гуса–Хенхен [2, 3]). Если же падение квазиплоской волны в условиях ПВО происходит на поверхность не полупространства, а оптически прозрачного слоя, то, вследствие неполного отражения (нарушенное ПВО), пространственный эффект Гуса–Хенхен может иметь место не только для отраженной, но также и для прошедшей через слой квазиплоской волны. Одновременно с этим, в плоскости падения пучка направление оси как отраженной, так и прошедшей через слой квазиплоской волны, по сравнению с геометрической оптикой также может изменять свое направление (на величину, обратно пропорциональную квадрату ширины падающего на слой гауссова волнового пучка), что отвечает угловому эффекту Гуса–Хенхен [1]. Анализ подобных оптических аномалий безусловно представляет не только чисто академический, но и несомненный практический интерес. При этом, несмотря на интенсивные исследования, в подавляющем числе работ, связанных с этой темой, традиционно рассматривается исключительно случай наклонного падения пучка. Однако в работе [4] теоретически была продемонстрирована принципиальная возможность формирования в условиях ПВО пространственного эффекта Гуса–Хенхен для случая нормального падения пучка объемных волн ТЕ-типа на уединенную поверхность оптически прозрачной среды при условии, что она обладает гиротропией (собственной или вынужденной). В качестве примера была рассмотрена двухподрешеточная модель легкоосного одноосного антиферромагнетика в случае, когда равновесное направление вектора магнитной индукции $\vec{B}_0$ одновременно ортогонально как сагиттальной плоскости, так и легкой магнитной оси, лежащей в плоскости падения (геометрия Фогта). В этом случае удобно, представить френелевские коэффициенты прохождения W_α и отражения R_α соответственно как $W_\alpha = \exp[\ln W_\alpha]$ и $R_\alpha = \exp[\ln R_\alpha]$ и, следуя стандартной процедуре расчета, разложить показатель экспоненты в ряд по h, ограничиваясь степенями не выше первой (h – поперечное волновое число, ω – частота). В результате в условиях нормального падения квазиплоской волны ТМ-или ТЕ-типа на поверхность слоя в рамках метода стационарной фазы получается следующая связь для $\Delta_{r\alpha}$, $s_{r\alpha}$(эффекты незеркальности первого порядка при отражении) и $R_\alpha = |R_\alpha| \exp[i\varphi_\alpha]$ на входной поверхности слоя

$$\Delta_{r\alpha} = -\left(\frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial h}\right)\bigg|_{h=0}, \quad s_{r\alpha} = \left(\frac{\partial}{\partial h}\ln|R_\alpha|\right)\bigg|_{h=0}, \; \alpha = p, s. \tag{1}$$

В этих же условиях аналогичный расчет приводит к следующим соотношениям между $\Delta_{t\alpha}$, $s_{t\alpha}$ (эффекты незеркальности первого порядка при прохождении (туннелировании)) и $W_\alpha = |W_\alpha| \exp[i\psi_\alpha]$ на выходной поверхности слоя

$$\Delta_{t\alpha} = -\left(\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial h}\right)\bigg|_{h=0}, \; s_{t\alpha} = \left(\frac{\partial}{\partial h}\ln|W_\alpha|\right)\bigg|_{h=0}, \quad \alpha = p, s. \tag{2}$$

Из (1), (2), в частности, следует, что в случае нормального падения из вакуума на слой оптически прозрачного изотропного диэлектрика $(h = 0)$ квазиплоской волны с $\alpha = p, s$ и пространственный и угловой эффекты Гуса–Хенхен отсутствуют как для отраженной $(\Delta_{r\alpha} = s_{r\alpha} = 0)$, так и для прошедшей через слой квазиплоской волны $(\Delta_{t\alpha} = s_{t\alpha} = 0)$ и ТМ-, и ТЕ-типа. Однако, как следует из [4], при $\vec{B}_0 \| \vec{a}$ ($\vec{a}$ – нормаль к плоскости падения) одновременно $\Delta_{r\alpha} \neq 0, s_{r\alpha} = 0$ и $\Delta_{t\alpha} = s_{t\alpha} = 0$ при $\alpha = p, s$ [4]. В [5] было показано, что полученные в [4] результаты остаются справедливыми и в случае нормального падения квазиплоской волны ТЕ-типа на касательно намагниченный слой ферромагнетика в геометрии Фогта. При этом расчеты, выполненные в [4, 5], содержали существенное с точки зрения целей нашей работы ограничение: среда, спектр нормальных объемных магнитных поляритонов слоя не зависел от инверсии знака направления распространения волны в плоскости слоя $(h \to -h)$.

В данной работе с помощью метода стационарной фазы показано, что в геометрии Фогта невзаимность спектра нормальных магнитных поляритонов неограниченного одномерного магнитного фотонного крнсталла (1D МФК) относительно инверсии направления распространения в плоскости слоев может приводить к незеркальным эффектам первого порядка (пространственному и угловому эффектам Гуса–Хенхен) как при отражении, так и прохождении (туннелировании) квазиплоской воны ТМ- (ТЕ-)типа, нормально падающей на поверхность конечного оптически прозрачного 1D МФК, находящегося в вакууме.

В дальнейшем ограничимся случаем, когда уравнения связи всех рассматриваемых сред, формирующих 1D МФК, для выбранной геометрии распространения без учета граничных условий допускают при заданных значениях частоты ω и продольного волнового числа h независимое распространение волн ТМ- и ТЕ-типа. Волновые свойства контактирующих сред будем характеризовать с помощью соотношений

$$\begin{gathered}\left(\tilde{\vec{E}}\vec{b}\right) \equiv \tilde{Z}_p\left(\tilde{\vec{H}}\vec{a}\right), \;\; \left(\tilde{\vec{H}}\vec{b}\right) \equiv -\tilde{Z}_s\left(\tilde{\vec{E}}\vec{a}\right), \\ \left(\vec{E}\vec{b}\right) \equiv Z_p\left(\vec{H}\vec{a}\right), \;\; \left(\vec{H}\vec{b}\right) \equiv -Z_s\left(\vec{E}\vec{a}\right).\end{gathered} \tag{3}$$

Здесь, согласно [6], введены поверхностный волновой импеданс Z_p (в случае волны ТМ-типа) и поверхностная волновая проводимость Z_s (для волны ТЕ-типа). Вектор $\vec{b}$ лежит вдоль линии пересечения плоскости границы раздела сред и сагиттальной плоскости ($\vec{a} = [\vec{b}\vec{q}]$, $\vec{q}$ – нормаль к поверхности 1D МФК). В частности для вакуума $\tilde{Z}_p = \sqrt{\tilde{\varepsilon}k_0^2 - h^2}\Big/\left(\tilde{\varepsilon}k_0\right)$, $\tilde{Z}_s = \sqrt{\tilde{\varepsilon}k_0^2 - h^2}\Big/k_0$ ($k_0 \equiv \omega/c$, c – скорость света). Для рассматриваемого в данной работе случая независимого распространения в выбранной сагиттальной плоскости волн ТМ- и ТЕ-типа трансфер-матрица $\overline{\overline{T}}_\alpha(\omega, h)$, связывающая значения касательных к границе раздела слоев компонент векторов магнитного и электрического поля, в зависимости от поляризации волны $\alpha = p$ или $\alpha = s$ для находящегося в вакууме конечного одномерного фотонного кристалла (1D МФК), состоящего из N элементарных периодов, может быть представлена в виде:

$$\begin{gathered}\begin{pmatrix}\tilde{\vec{H}}\vec{a}\\ \tilde{\vec{E}}\vec{b}\end{pmatrix}_+ = \begin{pmatrix}T_{11}^p & T_{12}^p\\ T_{21}^p & T_{22}^p\end{pmatrix}^N \begin{pmatrix}\tilde{\vec{H}}\vec{a}\\ \tilde{\vec{E}}\vec{b}\end{pmatrix}_-, \\ \begin{pmatrix}\tilde{\vec{E}}\vec{a}\\ \tilde{\vec{H}}\vec{b}\end{pmatrix}_+ = \begin{pmatrix}T_{11}^s & T_{12}^s\\ T_{21}^s & T_{22}^s\end{pmatrix}^N \begin{pmatrix}\tilde{\vec{E}}\vec{a}\\ \tilde{\vec{H}}\vec{b}\end{pmatrix}_-, \;\; N = 1, 2, \ldots\end{gathered} \tag{4}$$

В дальнейшем ограничимся анализом случая 1D МФК, элементарный период которого образован касательно намагниченным ферромагнитным (геометрия Фогта) слоем толщиной d и матрицей перехода $\overline{\overline{A}}_\alpha(\omega, h)$, разделяющим два окружающих его негиротропных, оптически изотропных, неидентичных слоя с матрицами перехода $\overline{\overline{D}}_+^\alpha$ и $\overline{\overline{D}}_-^\alpha$ и толщинами d_+ и $d_,$, соответственно. В этом случае трансфер-матрица $\overline{\overline{T}}_\alpha(\omega, h)$ в (4) определяется как

$$\begin{gathered}
\overline{\overline{T}}_\alpha(L) = \overline{\overline{D}}_+\overline{\overline{A}}_\alpha\overline{\overline{D}}_-^\alpha,\ \alpha = p, s,\\
\overline{\overline{A_\alpha}}(d) = \begin{pmatrix} \operatorname{ch}(\eta_\alpha d) + \dfrac{Z_{\alpha+} + Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z-_{\alpha}}\operatorname{sh}(\eta_\alpha d) & -\dfrac{2}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}}\operatorname{sh}(\eta_\alpha d) \\ \dfrac{2Z_{\alpha+}Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}}\operatorname{sh}(\eta_\alpha d) & \operatorname{ch}(\eta_\alpha d) - \dfrac{Z_{\alpha+} + Z_{\alpha-}}{Z_{\alpha+} - Z_{\alpha-}}\operatorname{sh}(\eta_\alpha d) \end{pmatrix},\\
Z_{s\pm} = \frac{\mu_{yy}}{k_0\left(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2\right)}\left(\mp\eta_s - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}}h\right),\\
Z_{p\pm} = \frac{\varepsilon_{yy}}{k_0\left(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2\right)}\left(\mp\eta_p - \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}}h\right),\\
\eta_s \equiv \sqrt{\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}}h^2 - k_0^2\frac{\left(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2\right)\varepsilon_{xx}}{\mu_{yy}}},\\
\eta_p \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{yy}}h^2 - k_0^2\frac{\left(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2\right)\mu_{xx}}{\varepsilon_{yy}}},
\end{gathered} \tag{5}$$

$$\overline{\overline{D}}_\pm^\alpha = \begin{pmatrix} \operatorname{ch}(\eta_{\alpha\pm}d_\pm) & -\dfrac{1}{Z_{\alpha\pm}}\operatorname{sh}(\eta_{\alpha\pm}d_\pm) \\ -Z_{\alpha\pm}\operatorname{sh}(\eta_{\alpha\pm}d_\pm) & \operatorname{ch}(\eta_{\alpha\pm}d_\pm) \end{pmatrix}, \tag{6}$$

$$\eta_{\pm p} = \eta_{\pm s} = \sqrt{h^2 - \varepsilon_\pm k_0^2},\quad Z_{s\pm} = \frac{\eta_{s\pm}}{k_0},\quad Z_{p\pm} = \frac{\eta_{p\pm}}{\varepsilon_\pm k_0},$$

где $Z_{\alpha+}$ и $Z_{\alpha-}$ — поверхностные импедансы (адмиттансы) нормальной поляритонной волны поляризации $\alpha = p$ и $\alpha = s$ соответственно на верхней (“+”) и нижней (“–”) границе гиротропного слоя, $\eta_{\alpha\nu}$ — обратная глубина проникновения волны в диэлектрик ν ($\nu = \pm$), $Z_{\alpha\nu}$ — поверхностный импеданс немагнитной диэлектрической среды ν.

В результате, с учетом максвелловских граничных условий, структура френелевских коэффициентов отражения R_α и прохождения W_α в случае конечного 1D МФК из N элементарных периодов с учетом (4)–(6) имеет следующую структуру

$$\begin{gathered}
R_\alpha = U_{N-1}^\alpha \times\\
\times\frac{\left(T_{11}^\alpha - T_{22}^\alpha\right)\tilde{Z}_\alpha - i\left(T_{21}^\alpha + T_{12}^\alpha\tilde{Z}_\alpha^2\right)}{(T_{11}^\alpha + T_{22}^\alpha)U_{N-1}^\alpha\tilde{Z}_\alpha - 2U_{N-2}^\alpha\tilde{Z}_\alpha + i\left(T_{21}^\alpha - T_{12}^\alpha\tilde{Z}_\alpha^2\right)U_{N-1}^\alpha},\ \alpha = p, s;\\
W_\alpha = \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{(T_{11}^\alpha + T_{22}^\alpha)U_{N-1}^\alpha\tilde{Z}_\alpha - 2U_{N-2}^\alpha\tilde{Z}_\alpha + i\left(T_{21}^\alpha - T_{12}^\alpha\tilde{Z}_\alpha^2\right)U_{N-1}^\alpha};\\
U_{N-1}^\alpha \equiv \frac{\sin(N\chi_\alpha)}{\sin\chi_\alpha};\ \chi_\alpha \equiv \arccos\frac{T_{11}^\alpha + T_{22}^\alpha}{2}.
\end{gathered} \tag{7}$$

Как показано в [7], спектр нормальных магнитных поляритонов как ТМ-, так и ТЕ-типа такого неограниченного 1D МФК является невзаимным относительно инверсии знака волнового вектора в плоскости границы раздела ($h \to -h$) слоев: $\chi_\alpha(h) \neq \chi_\alpha(-h)$. С учетом (1) и (2) и (4)–(7) это приводит к тому, что при прохождении через слой такого 1D МФК остронаправленного пучка волн ТМ- или ТЕ-типа формируются незеркальные эффекты первого порядка не только в случае наклонного, но уже и в случае нормально падающего волнового пучка. В частности это выражается в появлении, в отличие от [4, 5], углового эффекта Гуса–Хенхен как для отраженной, так и для прошедшей через ограниченный 1D МФК квазиплоской электромагнитной волны ТМ- или ТЕ-типа, а также пространственного эффекта Гуса–Хенхен для остронаправленного волнового пучка, прошедшего через слой. Их формирование связано с возбуждением в слое вытекающей объемной или эванесцентной волны соответствующей поляризации с равным нулю продольным волновым числом h и отличным от нуля интегральным потоком энергии вдоль плоскости слоя. При этом величина и знак указанных эффектов тесно связаны с асимметрией поляритонного спектра и в частности с гиротропными свойствами ферромагнитного слоя. Это дает возможность управления не только величиной, но и знаком указанных незеркальных эффектов прохождения с помощью изменения не только величины и направления приложенного внешнего магнитного поля ($\vec{B}_0 \parallel \vec{a}$), но и за счет изменения толщины и относительного расположения магнитных и немагнитных слоев, образующих элементарный период рассматриваемого 1D МФК. При этом во всех отмеченных выше магнитооптических конфигурациях, отвечающих (4)–(6), в условиях наклонного падения ($h = k_0 \sin\theta$)

$$\begin{gathered} W_\alpha(\vartheta) \neq W_\alpha(-\vartheta), \ \ |R_\alpha(\vartheta)| \neq |R_\alpha(-\vartheta)|, \\ \varphi_\alpha(\vartheta) \neq \varphi_\alpha(-\vartheta), \ \ \varphi_\alpha(\vartheta, \vec{B}_0) \neq \varphi_\alpha(\vartheta, -\vec{B}_0), \\ \varphi_\alpha(\vartheta) \neq \varphi_\alpha(\pi - \vartheta), \ \ W_\alpha(\vartheta, \vec{B}_0) \neq W_\alpha(\vartheta, -\vec{B}_0), \\ |R_\alpha(\vartheta, \vec{B}_0)| \neq |R_\alpha(\vartheta, -\vec{B}_0)|, \ \ \alpha = p, s. \end{gathered} \tag{8}$$

Отметим, что для геометрии Фогта одновременное отличие от нуля $\Delta_{t\alpha}(h = 0)$, $s_{r\alpha}(h = 0)$ и $s_{t\alpha}(h = 0)$ возможно также и при нормальном падении квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа на негиротропный одномерный ФК с касательно намагниченным гиротропным дефектным слоем, асимметрично расположенным относительно срединной плоскости такой одномерной сверхрешетки (например, на поверхности конечного негиротропного 1D ФК). Если такая структура находится в вакууме, то с учетом (4)–(6)

$$\begin{gathered} \begin{pmatrix} \vec{\tilde{H}}\vec{a} \\ \vec{\tilde{E}}\vec{b} \end{pmatrix}_+ = \left(\overline{\overline{D_p^+ D_p^-}}\right)^{P_1} \overline{\overline{A_p}} \left(\overline{\overline{D_p^+ D_p^-}}\right)^{P_2} \begin{pmatrix} \vec{\tilde{H}}\vec{a} \\ \vec{\tilde{E}}\vec{b} \end{pmatrix}_-, \\ \begin{pmatrix} \vec{\tilde{E}}\vec{a} \\ \vec{\tilde{H}}\vec{b} \end{pmatrix}_+ = \left(\overline{\overline{D_s^+ D_s^-}}\right)^{P_1} \overline{\overline{A_s}} \left(\overline{\overline{D_s^+ D_s^-}}\right)^{P_2} \begin{pmatrix} \vec{\tilde{E}}\vec{a} \\ \vec{\tilde{H}}\vec{b} \end{pmatrix}_-, \\ P_{1,2} = 1, 2, \ldots, \end{gathered} \tag{9}$$

а значит, при $P_1 \neq P_2$ одновременно $\Delta_{t\alpha}(h = 0)$, $\Delta_{r\alpha}(h = 0) \neq 0$ и $s_{t\alpha}(h = 0)$, $s_{r\alpha}(h = 0) \neq 0$.

Таким образом, для геометрии Фогта становится возможным одновременное формирование не только пространственного эффект Гуса–Хенхен при прохождении, но также углового эффекта Гуса–Хенхен (как при отражении, так и при прохождении) для квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающей извне на поверхность ограниченного 1D МФК, поляритонный спектр которого является невзаимным вследствие одновременного нарушения в такой слоистой структуре как зеркальной симметрии, так и пространственно-временной инверсии. Подчеркнем, что наличие элементарной ячейки в виде гиротропного слоя в асимметричном окружении не является необходимым условием для формирования указанных незеркальных эффектов первого порядка для квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающей на ограниченный 1D МФК. В частности, аналогичные эффекты могут быть реализованы и в негиротропном 1D МФК типа “немагнитный диэлектрик–магнетик с антисимметричным магнитоэлектрическим взаимодействием”, а также в двухкомпонентном 1D МФК на основе гиротропных слоев (геометрия Фогта).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Goos F., Hanchen H.* // Ann. Phys. 1947. V. 1. P. 333.
2. *Artmann K.* // Ann. Phys. 1948. V. 2. P. 87.
3. *Bliokh Y., Aiello A.* // J. Opt. 2013. V. 15. Art. № 014001.
4. *Lima F., Dumelow T., da Costa J.A.P., Albuquerque E.L.* // Europhys. Lett. 2008. V. 83. P. 17003.
5. *Yu W., Sun H., Gao L.* //Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 45866.
6. *Хаус Х.* Волны и поля в оптоэлектронике. М.: Мир, 1988. 432 с.
7. *Khanikaev A.B., Steel M.J.* // Opt. Exp. 2009. V. 17. P. 5265.