

Незеркальные эффекты первого порядка, индуцированные внешним электрическим полем при нормальном падении на гиротропный диэлектрический слой квазиплоской волны

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 13 ноября 2017 г.

После переработки 18 января 2018 г.

Для квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающей на касательно намагниченный диэлектрический слой, включение постоянного внешнего электрического поля вдоль нормали к плоскости слоя индуцирует формирование пространственного и углового эффектов Гуса–Хенхен для пучка, прошедшего через слой, а также углового эффекта Гуса–Хенхен для отраженного остроаправленного волнового пучка.

DOI: 10.7868/S0370274X18050053

Необходимость дальнейшей миниатюризации спинтронных и оптоэлектронных устройств привела к тому, что в последние годы особое внимание стало уделяться анализу условий, при которых для падающего на слоистую структуру волнового пучка становятся существенными эффекты незеркального отражения и незеркального прохождения (туннелирования) [1–4]. Они характеризуют связь между пространственной структурой поля падающего на слой волнового пучка и пространственной структурой поля отраженной и прошедшей через слой квазиплоских волн, отличную от предсказываемой в этих условиях геометрической оптикой для монохроматической плоской волны [5, 6].

Несмотря на то, что к настоящему моменту в оптике гауссовых пучков известно уже порядка двадцати эффектов незеркального отражения [7], наиболее активно исследуемым среди них, безусловно, остается пространственный эффект Гуса–Хенхен [8]. В условиях полного внутреннего отражения (ПВО) сдвиг для остроаправленного пучка, отраженного после падения на поверхность полуграниченной оптически менее плотной прозрачной среды, характеризуется смещением Δ вдоль линии пересечения плоскости падения и границы раздела сред [8, 9]. Если же падение квазиплоской волны ТМ- ($\alpha = p$) или ТЕ- типа ($\alpha = s$) в условиях ПВО происходит на поверхность не полупространства, а оптически прозрачного слоя, то, вследствие нарушенного

ПВО, пространственный эффект Гуса–Хенхен имеет место не только для отраженной $\Delta_{r\alpha}$, но также и для прошедшей через слой квазиплоской волны $\Delta_{t\alpha}$ ($\alpha = p, s$), т.е. становятся возможны эффекты незеркального прохождения.

Одновременно с этим в плоскости падения пучка по сравнению с геометрической оптикой изменяется направление оси как для отраженной, так и для прошедшей через слой остроаправленного пучка волны (ТМ-) ТЕ-типа, что отвечает соответственно угловому эффекту Гуса–Хенхен для отраженного и прошедшего через слой остроаправленного волнового пучка с $\alpha = p, s$ [6, 10, 11]. Величина эффекта прямо пропорциональна $s_{r\alpha}$ для отраженной от слоя квазиплоской волны и $s_{t\alpha}$ для квазиплоской волны, прошедшей через слой.

Для падающей из верхней среды (вакуума) плоской объемной волны ТМ- или ТЕ-типа можно ввести френелевский коэффициент прохождения через нижнюю поверхность слоя как для волны ТМ-типа (W_p), так и для волны ТЕ-типа (W_s). В частности, для волны ТМ-типа – это отношение амплитуды магнитного поля в вакууме для прошедшей через слой волны ТМ-типа к амплитуде магнитного поля в вакууме в ТМ-волне, падающей на слой. Для W_s это отношение амплитуды электрического поля в вакууме для прошедшей через слой волны ТЕ-типа к амплитуде электрического поля в ТЕ-волне, падающей из вакуума на слой.

В частности, если YZ – плоскость падения, OZ – нормаль к границе раздела сред, а падающая из ва-

¹⁾e-mail: s.v.tarasenko@mail.ru

куума на слой квазишпоская волна ТМ- или ТЕ-типа имеет частоту ω и угол падения $\vartheta = \vartheta_0$ (отсчитывается от положительного направления нормали к поверхности слоя), то удобно, следуя стандартной процедуре расчета, представить френелевские коэффициенты прохождения W_α и отражения R_α соответственно как $W_\alpha = \exp[\ln W_\alpha]$ и $R_\alpha = \exp[\ln R_\alpha]$. В результате, ограничиваясь степенями не выше первой при разложении показателей экспонент вблизи $\vartheta = \vartheta_0$ в ряд по малому отклонению продольного волнового числа от оси пучка $k_0 \sin(\vartheta - \vartheta_0)$ (где $k_0 \equiv \omega/c$, c – скорость света), получим в рамках метода стационарной фазы (см., например, [10]) следующую 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 для волны ТМ- или ТЕ-типа:

$$\begin{aligned} \Delta_{r\alpha} &= -\frac{1}{k_0 \cos \vartheta_0} \left(\frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial \vartheta} \right) \Big|_{\vartheta=\vartheta_0}, \\ s_{r\alpha} &= \frac{1}{k_0 \cos \vartheta_0} \left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} \ln |R_\alpha| \right) \Big|_{\vartheta=\vartheta_0}, \end{aligned} \quad (1)$$

$\alpha = p, s.$

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

$$\begin{aligned} \Delta_{t\alpha} &= -\frac{1}{k_0 \cos \vartheta_0} \left(\frac{\partial \psi_\alpha}{\partial \vartheta} \right) \Big|_{\vartheta=\vartheta_0}, \\ s_{t\alpha} &= \frac{1}{k_0 \cos \vartheta_0} \left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} \ln |W_\alpha| \right) \Big|_{\vartheta=\vartheta_0}, \end{aligned} \quad (2)$$

$\alpha = p, s.$

Из (1), (2), в частности, следует, что в случае нормального падения из вакуума на слой оптически прозрачного изотропного диэлектрика ($\vartheta_0 = 0$) и пространственный и угловой эффекты Гуса–Хенхен отсутствуют как для отраженной ($\Delta_{r\alpha} = s_{r\alpha} = 0$), так и для прошедшей через слой квазишпоской волны ($\Delta_{t\alpha} = s_{t\alpha} = 0$) ТМ- или ТЕ-типа, поскольку в этом случае как модуль, так и фаза френелевских коэффициентов прохождения W_α и отражения R_α в (1), (2) являются четными функциями относительно инверсии знака угла падения ($\vartheta \rightarrow -\vartheta$).

Возможность управления с помощью постоянных внешних полей эффектами незеркального отражения (прохождения) остронаправленных волновых пучков, падающих извне на диэлектрический слой (в том числе и магнитный), представляет несомненный интерес как для волноводной оптоэлектроники, так и для спинтроники [12, 13]. Однако, несмотря на

постоянный рост числа работ, выполненных в этом направлении [1–4], до сих пор рассматривались условия формирования эффектов незеркального отражения (прохождения) лишь в условиях наклонного падения волнового пучка на уединенный диэлектрический слой (причем или только в постоянном внешнем магнитном \mathbf{H}_0 [14], или только в постоянном внешнем электрическом \mathbf{E}_0 поле [15]).

Вместе с тем, недавно в работе [16] на примере антиферромагнетика было показано, что в присутствии постоянного внешнего магнитного поля, ортогонального плоскости падения (\mathbf{a} – нормаль к плоскости падения), для квазишпоской волны ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающей из вакуума на поверхность полуграниченной гиротропной среды, становится возможным возникновение в условиях ПВО ($|R_\alpha| = 1$) пространственного эффекта Гуса–Хенхен. Непосредственная причина данного эффекта заключается в том, что при такой ориентации \mathbf{H}_0 фаза отраженной от поверхности гиротропной среды квазишпоской волны при $\vartheta_0 = 0$ является нечетной функцией инверсии знака угла падения $\vartheta \rightarrow -\vartheta$. При этом из расчета следует, что для нормально падающего извне на поверхность такой среды пучка объемных волн ТЕ-типа в условиях ПВО смещение отраженного пучка волн той же поляризации (Δ_{rs}) вдоль линии пересечения плоскости падения и границы раздела сред обладает свойствами:

$$\begin{aligned} \Delta_{rs}(B_0, \vartheta_0 = 0) &= -\Delta_{rs}(-B_0, \vartheta_0 = 0) \neq 0, \\ \Delta_{rs}(B_0 = 0, \vartheta_0 = 0) &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь вместо постоянного внешнего магнитного поля \mathbf{H}_0 использован вектор магнитной индукции \mathbf{B}_0 , чтобы подчеркнуть, что обсуждаемый эффект может быть не только индуцирован \mathbf{H}_0 , но и являться результатом наличия у отражающей среды спонтанной намагниченности вдоль нормали к плоскости падения остронаправленного пучка с $\alpha = p$ или $\alpha = s$ уже при $|\mathbf{H}_0| = 0$.

Что же касается случая, когда оптически прозрачная гиротропная среда занимает не полупространство, а слой, то вплоть до последнего времени считалось, что для квазишпоской волны, нормально падающей на его поверхность, формирование пространственного эффекта Гуса–Хенхен при $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{a}$ после прохождения слоя, также как и для негиротропного слоя, невозможно: $\Delta_{t\alpha} = 0$, в то время как для отраженной от слоя квазишпоской волны ТМ- или ТЕ-типа в этих же условиях $\Delta_{r\alpha} \neq 0$ [1, 16].

Одновременно в случае нормального падения, независимо от наличия $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{a}$, не только для прошед-

шей через слой, но и для отраженной от слоя квази-плоской волны с $\alpha = p, s$, по-прежнему отсутствовал угловой эффект Гуса–Хенхен, т.е. $s_{r\alpha} = s_{t\alpha} = 0$. Это связано с тем, что при $\vartheta_0 = 0$ и $\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{a}$ в (1), (2) только для фазы отраженной от слоя квази-плоской волны $\varphi_\alpha(\vartheta) \neq \varphi_\alpha(-\vartheta)$, тогда как $|R_\alpha(\pm\vartheta)|$, $|W_\alpha(\pm\vartheta)|$, а также фаза прошедшей через слой квази-плоской волны $\psi_\alpha(\pm\vartheta)$ остаются в (1), (2) функциями четными относительно инверсии знака угла падения $\vartheta \rightarrow -\vartheta$.

Вместе с тем, вот уже не одно десятилетие, интенсивно исследуются физические (как правило, проводящие) свойства слоистых гетероструктур в условиях одновременного нарушения инверсии координат и обращения времени [17, 18]. Однако до сих пор изучение влияния скрещенных магнитного и электрического полей на возможность формирования эффектов незеркального прохождения (туннелирования) для остронаправленного волнового пучка, нормально падающего на прозрачный диэлектрический слой, не проводилось.

В связи с этим целью данной работы является определение на примере пространственного и углового эффектов Гуса–Хенхен условий, при которых постоянное внешнее электрическое поле, лежащее в плоскости падения, приводит к формированию незеркальных эффектов первого порядка при прохождении (туннелировании) для квази-плоской волны ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающей из вакуума на оптически прозрачный слой толщиной d и нормально вдоль OZ , находящийся в постоянном внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0 \parallel OX$, ортогональном плоскости падения.

В качестве примера среды, формирующей слой, рассмотрим двухподрешеточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ – намагниченности подрешеток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель легкоосного антиферромагнетика (АФМ) с центром симметрии (ось OZ – легкая магнитная ось) [19]. С помощью подобной модели в [20] было изучено влияние эффектов гиротропии ($\mathbf{H}_0 \parallel \mathbf{a}$) на условия формирования эффекта Гуса–Хенхен для нормально падающего извне на поверхность полуограниченного АФМ квази-плоской волны ТЕ-типа. Пусть $\mathbf{H}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$, тогда в основном состоянии:

$$\mathbf{m}_0 \parallel OX; \mathbf{l}_0 \parallel OZ \quad (\mathbf{m} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2, \mathbf{l} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2), \quad (4)$$

где \mathbf{m}_0 и \mathbf{l}_0 – соответственно вектора ферро- и антиферромагнетизма в равновесии.

Расчет показывает, что включение постоянно внешнего электрического поля коллинеарно легкой магнитной оси не изменяет основного состояния АФМ по сравнению со случаем $|\mathbf{E}_0| = 0$ (см. [20, 21]).

Однако при $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$ материальные соотношения для рассматриваемой модели магнитной среды в линейном по амплитуде малых колебаний приближении могут быть представлены в виде [21] ($\mu_{ik} \equiv \delta_{ik} + 4\pi\chi_{ik}$, $\varepsilon_{ik} \equiv \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}$, δ_{ik} – символ Кронекера, \mathbf{D} – вектор электрической индукции):

$$\mathbf{B} = \begin{pmatrix} \mu_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \mu_{yy}(\omega) & -i\nu_H\mu_*(\omega) \\ 0 & i\nu_H\mu_*(\omega) & \mu_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H} + \begin{pmatrix} 0 & -i\nu_E\beta_1(\omega) & -\nu_E\nu_H\beta_3(\omega) \\ i\nu_E\beta_2(\omega) & 0 & 0 \\ -\nu_E\nu_H\beta_4(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E}, \quad (5)$$

$$\mathbf{D} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy}(\omega) & -i\nu_H\varepsilon_*(\omega) \\ 0 & i\nu_H\varepsilon_*(\omega) & \varepsilon_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \cdot \mathbf{E} + \begin{pmatrix} 0 & -i\nu_E\beta_2(\omega) & -\nu_E\nu_H\beta_4(\omega) \\ i\nu_E\beta_1(\omega) & 0 & 0 \\ -\nu_E\nu_H\beta_3(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \mathbf{H},$$

$$\left. \begin{aligned} \chi_{xx} &= T_x \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \chi_{yy} = T_y \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \\ \chi_{zz} &= T_z \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \chi_* = \sqrt{T_y T_z} \frac{\omega_{AF}\omega}{\Delta_F}, \\ \alpha_{xx} &= \alpha_{x0} + R_x \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \alpha_{yy} = \alpha_{y0} + R_y \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \\ \alpha_* &= \sqrt{R_y R_z} \frac{\omega_{AF}\omega}{\Delta_{AF}}, \quad \alpha_{zz} = \alpha_{z0} + R_z \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \\ \beta_1 &= 4\pi\sqrt{T_x R_y} \frac{\omega_{AF}\omega}{\Delta_{AF}}, \quad \beta_2 = 4\pi\sqrt{R_x T_y} \frac{\omega_{AF}\omega}{\Delta_F}, \\ \beta_3 &= 4\pi\sqrt{R_z T_x} \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \beta_4 = 4\pi\sqrt{R_x T_z} \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \\ \Delta_F &= \omega_F^2 - \omega^2, \quad \Delta_{AF} = \omega_{AF}^2 - \omega^2. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Здесь ε_{ik} и μ_{ik} – тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей соответственно, T_i – статическая магнитная восприимчивость в направлении $i = x, y, z$, $\alpha_{i0} + R_i$ – статическая диэлектрическая восприимчивость в направлении $i = x, y, z$ с учетом влияния магнитной подсистемы (т.е. с учетом квадратичного магнитоэлектрического взаимодействия [21]), $\omega_{AF,F}$ – частоты однородного антиферромагнитного резонанса [19, 21] рассматриваемого неограниченного антиферромагнетика, $\nu_E \equiv \text{sgn } E_z$, $\nu_H \equiv \text{sgn } H_x$. Если $|\mathbf{E}_0| = 0$, то в (5), (6) $\beta_{1\div 4} = 0$, $\alpha_* = 0$, а для $|\mathbf{H}_0| = 0$ – $\beta_{3,4} = 0$, $\chi_* = \alpha_* = 0$.

Из анализа уравнения Максвелла с учетом (5), (6) следует, что если волновой вектор \mathbf{k} распространяющихся электромагнитных волн лежит в плоскости YZ , в исследуемом неограниченном нескомпенсированном АФМ возможно независимое распространение нормальных магнитных поляритонов ТЕ- и ТМ-типа.

Будем также полагать, что на обеих поверхностях слоя толщиной d и нормалью вдоль OZ выполнены максвелловские граничные условия:

$$E_{vx} = E_x, H_{vx} = H_x, E_{vy} = E_y, H_{vy} = H_y, z = 0, -d, \quad (7)$$

где величины с индексом “v” относятся к вакууму, а без индекса – к бианизотропной среде (5), (6).

Расчет показывает, что если для рассматриваемой магнитооптической конфигурации представить

коэффициент прохождения через слой среды (5), (6) как

$$W_\alpha = \exp[i\psi_\alpha + \ln |W_\alpha|], \quad \alpha = p, s, \quad (8)$$

то для случая, когда в слое возбуждается объемная волна соответствующей поляризации в (8)

$$|W_\alpha|^2 = \frac{1}{\cos^2 x_\alpha + P_\alpha^2 \sin^2 x_\alpha};$$

$$\text{tg } \psi_\alpha = -P_\alpha \text{tg } x_\alpha, \quad x_\alpha \equiv k_0 k_{\parallel\alpha} d,$$

$$P_\alpha \equiv \frac{A_\alpha^2 (k_{\parallel\alpha}^2 + \delta_\alpha^2) + \cos^2 \vartheta}{2A_\alpha k_{\parallel\alpha} \cos \vartheta}; \quad \alpha = p, s. \quad (9)$$

При этом для $\mathbf{H}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$ и нормали к поверхности слоя OZ (см. рис. 1, где $\mathbf{B}_0 = \mathbf{H}_0 + 4\pi\mathbf{m}_0$) при $\mathbf{k} \in YZ$:

$$A_p \equiv \frac{\varepsilon_{zz}}{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)},$$

$$\delta_p \equiv \nu_H \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{zz}} \sin \vartheta + \nu_E \frac{\varepsilon_* \beta_3 - \varepsilon_{zz} \beta_1}{\varepsilon_{zz}}, \quad \alpha = p,$$

$$k_{\parallel p} = \sqrt{\frac{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{yy} - \beta_1^2)}{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}} - \frac{\varepsilon_{yy}}{\varepsilon_{zz}} \left(\sin \vartheta - \nu_E \nu_H \frac{\varepsilon_* \beta_1 - \varepsilon_{yy} \beta_3}{\varepsilon_{yy}} \right)^2}, \quad (10)$$

$$A_s \equiv -\frac{\mu_{zz}}{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)},$$

$$\delta_s \equiv -\nu_H - \frac{\mu_*}{\mu_{zz}} \sin \vartheta + \nu_E \frac{\mu_* \beta_4 - \mu_{zz} \beta_2}{\mu_{zz}}, \quad \alpha = s,$$

$$k_{\parallel s} = \sqrt{\frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{yy} - \beta_2^2)}{\mu_{yy}\mu_{zz}} - \frac{\mu_{yy}}{\mu_{zz}} \left(\sin \vartheta + \nu_E \nu_H \frac{\mu_* \beta_2 - \mu_{yy} \beta_4}{\mu_{yy}} \right)^2}. \quad (11)$$

Если по-прежнему $\mathbf{H}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$, $\mathbf{k} \in YZ$, но нормаль к поверхности слоя OY , то

$$A_p \equiv -\frac{\varepsilon_{yy}}{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)}, \quad \delta_p \equiv \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} \nu_H \sin \vartheta,$$

$$k_{\parallel p} = \sqrt{\frac{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{yy} - \beta_1^2)}{\varepsilon_{yy}^2} - \frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{yy}} \sin^2 \vartheta},$$

$\alpha = p,$

$$A_p \equiv \frac{\mu_{zz}}{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)}, \quad \delta_s \equiv -\frac{\mu_*}{\mu_{zz}} \nu_H \sin \vartheta,$$

$$k_{\parallel s} = k_0 \sqrt{\frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{yy} - \beta_2^2)}{\mu_{yy}^2} - \frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \sin^2 \vartheta},$$

$\alpha = s. \quad (12)$

В случае туннелирования (в слое возбуждается эванесцентная волна соответствующей поляризации)

для входящих в (9)–(12) величин надо сделать замену $ik_{\parallel\alpha} \rightarrow \eta''_\alpha$.

Пусть y – текущая координата в плоскости границы раздела сред вдоль линии пересечения поверхности слоя ($z = 0$) и плоскости падения ($\mathbf{a} \parallel OX$), а из вакуума на поверхность слоя нормально падает остронаправленный пучок волн ТМ- или ТЕ-типа с единичной амплитудой в максимуме и огибающей гауссовой формы с полушириной σ_α , вследствие чего [5, 8, 10, 11] при $z = 0$

$$E_{vx}^i(y) = \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_s^2}\right], \quad \alpha = s,$$

$$H_{vx}^i(y) = \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_p^2}\right], \quad \alpha = p. \quad (13)$$

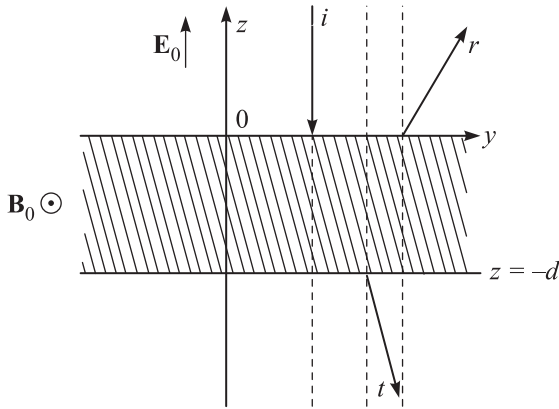


Рис. 1. Диэлектрический слой толщиной d и нормаль к поверхности вдоль OZ в вакууме. Постоянное внешнее электрическое поле \mathbf{E}_0 направлено вдоль OZ , а постоянное внешнее магнитное поле \mathbf{H}_0 вдоль OX , i, r, t – осевые вектора соответственно для падающей, отраженной и прошедшей через слой квази плоской волны ТМ- или ТЕ-типа

В результате, с учетом (2) и (8)–(12) соответствующее поле квази плоской волны ТМ- или ТЕ-типа на нижней поверхности пластины ($z = -d$) примет вид ($\alpha = p, s$) [6, 10, 11]:

$$\begin{aligned} E_{\nu x}^t(y) &= E_{s0}^t \exp\left[-\frac{(y - \Delta_{ts})^2}{2\sigma_s^2}\right] \exp\left[i\frac{s_{ts}y}{\sigma_s^2}\right], \\ E_{s0}^t &\equiv W_{s0} \exp\left[-i\frac{s_{ts}\Delta_{ts}}{\sigma_s^2}\right] \exp\left(\frac{s_{ts}}{\sigma_s\sqrt{2}}\right)^2, \\ H_{\nu x}^t(y) &= H_{p0}^t \exp\left[-\frac{(y - \Delta_{tp})^2}{2\sigma_p^2}\right] \exp\left[i\frac{s_{tp}y}{\sigma_p^2}\right], \\ H_{p0}^t &\equiv W_{p0} \exp\left[-i\frac{s_{tp}\Delta_{tp}}{\sigma_p^2}\right] \exp\left(\frac{s_{tp}}{\sigma_p\sqrt{2}}\right)^2, \end{aligned} \quad (14)$$

где $W_{\alpha 0} \equiv W_{\alpha}(\vartheta = 0)$, $\alpha = p, s$.

Таким образом, в условиях нормально падающей ($\vartheta = 0$) на слой среды (5), (6) квази плоской волны, формирующиеся при прохождении пространственный и угловой эффекты Гуса–Хенхен при $k_{\parallel\alpha}^2 > 0$ соответственно определяются как

$$\begin{aligned} \Delta_{t\alpha} &= \frac{F_{\alpha} + B_{\alpha} \sin 2x_{\alpha}}{\cos^2 x_{\alpha} + P_{\alpha}^2 \sin^2 x_{\alpha}}; \\ s_{t\alpha} &= -\frac{1}{2} \frac{C \sin^2 x_{\alpha} + D_{\alpha} \sin 2x_{\alpha}}{\cos^2 x_{\alpha} + P_{\alpha}^2 \sin^2 x_{\alpha}}; \quad x_{\alpha} = k_0 k_{\parallel\alpha} d, \\ F_{\alpha} &\equiv \left(\frac{P_{\alpha}}{k_0 \cos \vartheta} \frac{\partial x_{\alpha}}{\partial \vartheta}\right) \Big|_{\vartheta=0}; \\ B_{\alpha} &\equiv \left(\frac{1}{2k_0 \cos \vartheta} \frac{\partial P_{\alpha}}{\partial \vartheta}\right) \Big|_{\vartheta=0}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} C_{\alpha} &\equiv \left(\frac{2P_{\alpha}}{k_0 \cos \vartheta} \frac{\partial P_{\alpha}}{\partial \vartheta}\right) \Big|_{\vartheta=0}; \\ D_{\alpha} &\equiv \left(\frac{[P_{\alpha}^2 - 1]}{k_0 \cos \vartheta} \frac{\partial x_{\alpha}}{\partial \vartheta}\right) \Big|_{\vartheta=0}. \end{aligned} \quad (15)$$

Совместный анализ (15) и (5)–(12) показывает, что при нормальном падении на слой из вакуума квази плоской волны ТМ- или ТЕ-типа ($\vartheta = 0$) величина как пространственного, так и углового эффектов Гуса–Хенхен, существенно зависит от относительной величины ряда внешних параметров, таких как поляризация падающей волны $\alpha = p, s$, ее частота ω , значение и ориентация \mathbf{H}_0 , \mathbf{E}_0 , толщина слоя d . Для полуволновой пластины угловой эффект Гуса–Хенхен, определяемый $s_{t\alpha}$, строго равен нулю, однако с ростом фазовой толщины слоя $x_{\alpha} = k_0 k_{\parallel\alpha} d$ абсолютная величина и пространственного и углового эффектов Гуса–Хенхен немонотонно возрастет. На рис. 2, в соответствии с (15), представлен качественный

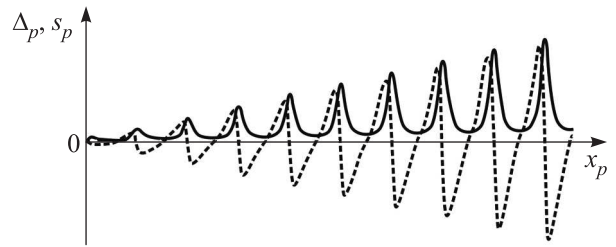


Рис. 2. Качественный вид зависимости (15) пространственного Δ_{tp} ($\Delta_p \equiv \Delta_{tp} k_0$, непрерывная линия) и углового эффектов Гуса–Хенхен s_{tp} ($s_p \equiv s_{tp} k_0$, пунктирная линия) от фазовой толщины слоя $x_{\alpha} = k_0 k_{\parallel\alpha} d$ для квази плоской волны ТМ-типа, прошедшей после нормального падения через слой толщиной d бианизотропной среды (5), (6)

вид зависимости Δ_{tp} и s_{tp} от x_p для частного случая соотношения между фиксированными значениями остальных внешних параметров, входящих в (15).

Таким образом, при $\mathbf{H}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$ для прошедшей через слой (5), (6) нормально падающей извне квази плоской волны в (2) одновременно $\psi_{\alpha}(\vartheta) \neq \psi_{\alpha}(-\vartheta)$ и $|W_{\alpha}(\vartheta)| \neq |W_{\alpha}(-\vartheta)|$. Это означает, что только в этой магнитооптической конфигурации для прошедшего через слой остро направленного пучка волн ТМ- или ТЕ-типа одновременно реализуются оба, определяемые (2), (14), эффекта не зеркального прохождения: (i) эффект Гуса–Хенхен (продольный сдвиг пучка вдоль линии пересечения плоскости падения и нижней поверхности пластины ($\Delta_{t\alpha}$)); (ii) характеризуемый $s_{t\alpha}$ угловой поворот в плоскости падения оси прошедшего через слой пучка по отноше-

нию к той, которая отвечает геометрической оптике для плоской монохроматической волны той же поляризации (угловой эффект Гуса–Хенхен).

Анализ показывает, что для выбранной магнитооптической конфигурации, изменяя не только величину, но даже направление приложенных внешних магнитного или электрического полей, можно существенно влиять на характер проявления эффектов незеркального прохождения для пучка волн ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающего на диэлектрический слой. В результате, если под Q_α понимать $\Delta_{t\alpha}(\vartheta_0 = 0)$ или $s_{t\alpha}(\vartheta_0 = 0)$, то из (1), (2), (8)–(12) определяем ($\alpha = p, s$):

$$\begin{aligned} Q_\alpha(B_0, E_0 = 0) &= Q_\alpha(-B_0, E_0 = 0) = 0, \\ Q_\alpha(B_0 = 0, E_0) &= Q_\alpha(B_0 = 0, -E_0) = 0, \\ Q_\alpha(B_0, E_0) &= Q_\alpha(-B_0 - E_0) \neq 0, \\ Q_\alpha(B_0, E_0) &= -Q_\alpha(-B_0 E_0), \\ Q_\alpha(B_0, E_0) &= -Q_\alpha(B_0 - E_0). \end{aligned} \quad (16)$$

Из полученных выше соотношений следует, что реализация незеркальных эффектов первого порядка (13)–(15) при прохождении через диэлектрический слой среды (5), (6) в случае нормально падающего остронаправленного пучка волн ТМ- или ТЕ-типа на пластину возможна, если $\mathbf{B}_0 \parallel OX$, а лежащее в плоскости падения постоянное внешнее электрическое поле имеет отличную от нуля проекцию на нормаль к поверхности слоя OZ .

Анализ соотношений (8)–(16) показал, что в рамках рассматриваемой модели среды, формирующей слой, имеются два физических механизма, ответственных за появление обсуждаемых эффектов незеркального прохождения первого порядка для квазиплоской волны, нормально падающей на слой. Первый механизм индуцирован скрещенными постоянными магнитным и электрическим полями ($\mathbf{H}_0 \parallel OX, \mathbf{E}_0 \parallel OZ$), не исчезает при формальном стремлении частоты волны ω к нулю и представляет собой антисимметричное линейное магнитоэлектрическое взаимодействие. Второй механизм также связан с одновременным присутствием $\mathbf{H}_0 \parallel OX, \mathbf{E}_0 \parallel OZ$, но является результатом гибридизации гиротропного и псевдокирального механизмов взаимодействия в среде (5), (6) и исчезает, если формально $\omega \rightarrow 0$. При этом оба указанных механизма определяют взаимность распространения вдоль слоя возбуждаемой объемной или эванесцентной волны (ТЕ-) ТМ-типа относительно $\vartheta \rightarrow -\vartheta$ (инверсии угла падения лучей в рассматриваемом остронаправленном пучке). Следует также отметить, что вклад обоих отмеченных

механизмов в формирование эффекта взаимности оказывается одного порядка величины в “квазиоптическом” пределе [22], т.е. если частота падающей волны ТМ- или ТЕ-типа такова, что $\omega \gg \omega_{AF}, \omega_F$.

В условиях нормального падения из вакуума на слой квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа в структуре ее поля равна нулю компонента электрического поля вдоль нормали к границе раздела сред (в нашем случае OZ) при $\alpha = p$, или нормальная к поверхности компонента магнитного поля при $\alpha = s$. В силу максвелловских граничных условий (7) такие же ненулевые компоненты электрического и магнитного поля остаются и у поля формирующейся в диэлектрическом слое нераспространяющейся объемной или эванесцентной волны соответствующей поляризации. Однако если слой не является оптически изотропным диэлектриком, а, как в рассматриваемом в данной работе случае, сформирован бианизотропной средой (5), (6), то при $\mathbf{H}_0 \parallel OX, \mathbf{E}_0 \parallel OZ$ становится возможной существенная модификация структуры поля формирующейся в слое не распространяющейся объемной или эванесцентной волны как ТМ-, так и ТЕ-типа. Анализ уравнений Максвелла показал, что причиной этого эффекта является каждый из двух указанных выше механизмов, ответственных за формирование эффектов незеркального прохождения (2), (9), (14)–(15) для нормально падающей на слой квазиплоской волны с $\alpha = p$ или $\alpha = s$. В результате, в рассматриваемой магнитооптической конфигурации нормально падающая из вакуума на слой вдоль OZ квазиплоская волна ТМ-типа за счет любого из двух отмеченных выше механизмов формирования эффектов незеркальности первого порядка приводит к появлению у возбуждаемой в слое объемной или эванесцентной волны ТМ-типа ненулевой компоненты электрического поля вдоль нормали к поверхности OZ слоя. Если же падающая из вакуума на слой вдоль OZ квазиплоская волна является поперечной электрической волной ($\alpha = s$), то гибридизация указанных выше механизмов формирования эффектов незеркальности в случае $\vartheta_0 = 0$ и $\mathbf{H}_0 \parallel OX, \mathbf{E}_0 \parallel OZ$ приводит к появлению нормальной к поверхности слоя компоненты магнитного поля для формирующейся в самом слое не распространяющейся объемной или эванесцентной волны ТЕ-типа.

Эти “индуцированные” вдоль OZ компоненты электрического поля (при $\alpha = p$) или магнитного поля (при $\alpha = s$), в свою очередь, являются причиной того, что возбуждаемая в слое нераспространяющаяся объемная волна как при $\alpha = p$, так и при $\alpha = s$, имеет в слое вдоль OY ненулевой поток энергии, если одновременно $\mathbf{H}_0 \parallel OX, \mathbf{E}_0 \parallel OZ$. Знак и величина этой

компоненты потока энергии зависят от направления приложенных внешних магнитного и электрического полей, аналогично (16).

До сих пор мы рассматривали только условия формирования эффектов незеркального прохождения первого порядка для пучка волн ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающего на диэлектрический слой, в скрещенных магнитном и электрическом полях, определенным образом ориентированных в плоскости падения пучка. Вместе с тем, хорошо известно, что для волны ТМ- или ТЕ-типа амплитудные коэффициенты отражения от слоя R_α и прохождения через слой W_α связаны соотношением $|W_\alpha|^2 + |R_\alpha|^2 = 1$ [23]. Вследствие чего, с учетом (1), (2), (15), имеет место соотношение

$$s_{ar} = -\frac{W_\alpha^2}{R_\alpha^2} s_{at}, \quad \alpha = p, s. \quad (17)$$

Таким образом, в рассматриваемой магнитооптической конфигурации при $\mathbf{H}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$ и выполнении (16) для падающей на слой волны с $\alpha = p, s$ при нормальном падении на слой ($\vartheta_0 = 0$) квази-плоской волны ТМ- или ТЕ-типа в (1) теперь не только $\varphi_\alpha(\vartheta) \neq \varphi_\alpha(-\vartheta)$, но и одновременно $|R_\alpha(\vartheta)| \neq |R_\alpha(-\vartheta)|$. Следовательно, в рассматриваемой магнитооптической конфигурации для нормально падающей извне квази-плоской волны с $\alpha = p, s$ не только для прошедшего через слой остронаправленного пучка волн ТМ- или ТЕ-типа одновременно реализуются оба, определяемые (2), (14), эффекта незеркального прохождения первого порядка (пространственный и угловой эффекты Гуса–Хенхен), но и характеризуемый $s_{r\alpha}$ угловой эффект Гуса–Хенхен для отраженной от слоя квази-плоской волны. При этом для $s_{r\alpha}$ зависимость от направления постоянных внешних магнитного и электрического полей в случае $\mathbf{H}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$ также полностью аналогична (16), если считать, что $Q_\alpha \equiv s_{r\alpha}(E_0, B_0, \vartheta_0 = 0)$.

Следует также отметить, что в рассматриваемых условиях частичного отражения от слоя нормально падающей квази-плоской волны ($|R_\alpha(\vartheta_0 = 0)| < 1$, $\alpha = p, s$) величина углового эффекта Гуса–Хенхен при отражении и при прохождении отличается как по знаку, так и по абсолютному значению (при $|W_\alpha| \neq |R_\alpha|$, $\alpha = p, s$). Что же касается зависимости пространственного сдвига Гуса–Хенхен для отраженной от слоя рассматриваемой бианизотропной среды квази-плоской волны ТМ- или ТЕ-типа $\Delta_{r\alpha}$ от направления постоянных внешних магнитного и электрического полей в случае $\mathbf{H}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$, то она существенно связана с тем объемная или эванесцентная волна ТМ- или ТЕ-типа с равным нулю

продольным волновым числом возбуждается в слое. В частности, если же возбуждаемая в слое волна является эванесцентной ($k_{||\alpha}^2 < 0$), то для $\Delta_{r\alpha}$ в (1) соотношения (16) не имеют места, так как теперь

$$\Delta_{r\alpha}(E_0, B_0, \vartheta_0 = 0) \neq -\Delta_{r\alpha}(-E_0, B_0, \vartheta_0 = 0),$$

$$\Delta_{r\alpha}(E_0, B_0, \vartheta_0 = 0) = -\Delta_{r\alpha}(E_0, -B_0, \vartheta_0 = 0). \quad (18)$$

Необходимо подчеркнуть, что всюду выше рассматривались незеркальные эффекты первого порядка в случае нормального падения квази-плоской волны ТМ- или ТЕ-типа на бианизотропный слой среды (5), (6) в вакууме только из верхнего полупространства (т.е. при $\vartheta_0 = 0$). Вместе с тем все выше изложенное остается справедливым и для случая нормального падения квази-плоской волны ТМ- или ТЕ-типа на бианизотропный (5), (6) слой в вакууме из нижнего полупространства. При этом, поскольку в этом случае $\vartheta_0 = \pi$, то в силу (1), (2) и (15) это означает, что при фиксированной величине и ориентации внешних магнитного и электрического полей ($\mathbf{H}_0 \parallel OX$, $\mathbf{E}_0 \parallel OZ$) $\Delta_{t\alpha}(\vartheta_0 = \pi) = -\Delta_{t\alpha}(\vartheta_0 = 0)$, $s_{t\alpha}(\vartheta_0 = \pi) = -s_{t\alpha}(\vartheta_0 = 0)$, $s_{r\alpha}(\vartheta_0 = \pi) = -s_{r\alpha}(\vartheta_0 = 0)$.

Таким образом, в данной работе впервые показано, что если проекция постоянного внешнего электрического поля на нормаль к границе раздела сред отлична от нуля, то прохождение через гиротропный (согласно [24], случай вынужденной гиротропии), оптически прозрачный, диэлектрический слой в симметричном окружении нормально падающего пучка волн ТМ- или ТЕ-типа становится незеркальным. В частности, это выражается в появлении в скрещенных постоянных магнитном и электрическом полях как пространственного, так и углового эффектов Гуса–Хенхен. Их формирование связано с возбуждением в слое вытекающей объемной или эванесцентной волны соответствующей поляризации с равным нулю продольным волновым числом и отличным от нуля потоком энергии в плоскости слоя. В этих же условиях для нормально падающей на слой квази-плоской волны с $\alpha = p$ или с $\alpha = s$ становится также возможным и угловой эффект Гуса–Хенхен для остронаправленного волнового пучка, отраженного от слоя. Показана возможность управления не только величиной, но и знаком указанных незеркальных эффектов прохождения, с помощью изменения как величины, так и направления приложенных внешних магнитного и электрического полей. Используемые в данной работе уравнения связи (5), (6), также как и сделанные на их основе выводы, остаются в силе и для других типов физических сред, фор-

мирующих слоев. В частности, это могут быть скомпенсированный антиферромагнетик с центром антисимметрии [25], электромагнитный мультиферроик РМЛ типа [26], обладающие (по аналогии с терминологией, предложенной в [24] для классификации типов гиротропных сред) “собственным” антисимметричным магнитоэлектрическим эффектом. Вместе с тем наличие магнитной среды не является принципиально необходимым условием формирования рассмотренных выше эффектов незеркальности. Связано это с тем, что для рассмотренного в данной работе случая centrosymmetric АФМ как магнитоэлектрический эффект, так и гиротропное и псевдокиральное взаимодействие в (5), (6) являются, следуя аналогии с [24], “индуцированными” (в нашем случае наличием скрещенных постоянных внешних магнитного и электрического полей) и равны нулю, если $|\mathbf{E}_0| = |\mathbf{H}_0| = 0$. А это означает, что при определенной ориентации постоянных внешних полей \mathbf{E}_0 , \mathbf{H}_0 подобные рассмотренным выше уравнения связи (5), (6), также как и сопутствующие незеркальные эффекты первого порядка, и при прохождении и при отражении, в принципе, должны возникать уже при нормальном падении квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа на слой оптически прозрачного изотропного диэлектрика, допускающего обратный эффект Фарадея. В частности это может быть и сегнетоэлектрический слой в постоянном внешнем магнитном поле, нормальном к плоскости падения [27], и жидкий кристалл в скрещенных магнитном и электрическом полях [28], а также удовлетворяющая приближению эффективной среды композитная среда, состоящая из двух плоских взаимно ортогональных решеток, определенным образом упорядоченных в пространстве омега-частиц или расщепленных кольцевых резонаторов в немагнитной матрице и т.д. [29].

Отметим, что всюду выше речь шла об условиях формирования незеркальных эффектов первого порядка для волны ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающей на слой бианизотропной среды, при условии, что падающую волну можно рассматривать как квазиплоскую (остронаправленные пучки). В работах [5, 6, 10] был предложен подход, существенно расширяющий, по сравнению с методом стационарной фазы [10], возможности анализа эффектов незеркального отражения и прохождения за счет учета случая, когда частота падающей волны находится вблизи изолированного комплексного полюса такого амплитудного коэффициента отражения (прохождения) слоя. В последствии, в [30] на примере отражения звукового пучка от поверхности твердой пластины, погруженной в жидкость, было показано, что

в зависимости от поперечного размера падающего на слой гауссова пучка σ и толщины слоя d характер проявления эффектов незеркального отражения и прохождения на заданной частоте ω тесно связан с модовой структурой волнового спектра частично отражающего слоя. Однако аналогичное рассмотрение влияния модовой структуры волнового спектра слоя на указанные в данной статье незеркальные эффекты первого порядка при прохождении и отражении остронаправленного пучка волн ТМ- или ТЕ-типа, нормально падающего на бианизотропный слой, будет проведено в отдельной работе.

Работа поддержана грантом РНФ # 14-22-00279.

1. W. Yu, H. Sun, and L. Gao, *Scientific Reports* **7**, 45866 (2017).
2. S. Liu, W.-X. Yang, and W. Zhu, *J. Appl. Phys.* **119**, 143101 (2016).
3. M. Jamshidnejad, M. Jabbari, E. A. Sangachin, and Gh. Solookinejad, *Lett. Laser Phys.* **27**, 085201 (2017).
4. P. K. Swain, N. Goswami, and A. Saha, *Opt. Commun.* **382**, 1 (2017).
5. T. Tamir and H. L. Bertoni, *J. Opt. Soc. Am.* **61**, 1397 (1971).
6. C. W. Hsue and T. Tamir, *J. Opt. Soc. Am. A* **2**, 978 (1985).
7. W. Nasalski, *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 172 (1996).
8. F. Goos and H. Hanchen, *Ann. Phys.* **1**, 333 (1947).
9. Y. Bliokh and A. Aiello, *J. Opt.* **15**, 014001 (2013).
10. T. Tamir, *J. Opt. Soc. Am. A* **3**, 558 (1986).
11. C.-F. Li, *PRL* **91**, 133903 (2003).
12. J. W. Lu, E. Chen, M. Kabir, M. R. Stan, and A. Wolf, *Intern. Mater. Rev.* **617**, 456 (2016).
13. T. Jungwirth, X. Marti, P. Wadley, and J. Wunderlich, *Nature Nanotechnology* **11**, 231 (2016).
14. H. Huang, Y. Fan, F. Kong, B.-I. Wu, and J. A. Kong, *Appl. Phys. A* **94**, 917 (2009).
15. X. Chen, M. Shen, Z.-F. Zhang, and C.-F. Li, *J. Appl. Phys.* **104**, 123101 (2008).
16. F. Lima, T. Dumelow, J. A. P. da Costa, and E. L. Albuquerque, *Europhys. Lett.* **83**, 17003 (2008).
17. В. Я. Демиховский, Г. А. Вугальтер, *Физика квантовых низкоразмерных структур*, Логос, М. (2000).
18. J. Wilkes and E. A. Muljarov, *Superlattices and Microstructures* **108**, 32 (2017).
19. А. И. Ахизер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский, *Спиновые волны*, Наука, М. (1967).
20. R. Macedo, R. L. Stamps, and T. Dumelow, *Optic Express* **22**, 28467 (2014).
21. Д. В. Кулагин, Г. Г. Левченко, А. С. Савченко, А. С. Тарасенко, С. В. Тарасенко, *Письма в ЖЭТФ* **92**, 563 (2010).

22. Г. А. Смоленский, В. В. Леманов, Г. М. Недлин, М. П. Петров, Р. В. Писарев, *Физика магнитных диэлектриков*, Наука, Ленинград (1974).
23. Л. М. Бреховских, О. А. Годин, *Акустика слоистых сред*, Наука, М. (1989).
24. Ф. И. Федоров, *Теория гиротропии*, Наука и техника, Минск (1976).
25. В. Д. Бучельников, В. Г. Шавров, *ЖЭТФ* **109**, 706 (1996).
26. V. Gunawan and R. L. Stamps, *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 406003 (2012).
27. И. Е. Чупис, Д. А. Мамалуй, *ЖЭТФ* **117**, 175 (2000).
28. T. Roth and G. L. J. A. Rikken, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 063001 (2002).
29. 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. K. W. Ng, T. D. K. Ngoc, J. A. McClure, and W. G. Mayer, *Acta Acustica United With Acustica* **48**, 168 (1981).