03

Отражение света слоем гиперболического метаматериала в случае распространения в нем особых неоднородных волн

 Н.С. Петров [1], С.Н. Курилкина [2], А.Б. Зимин [3], В.Н. Белый [2]

[1] Институт повышения квалификации по новым направлениям развития техники, технологий и экономики
Белорусского национального технического университета,
220107 Минск, Беларусь
[2] Институт физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси,
220072 Минск, Беларусь
[3] Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
220013 Минск, Беларусь
e-mail: s.kurilkina@ifanbel.bas-net.by

Поступила в редакцию 26.10.2018 г.
В окончательной редакции 26.10.2018 г.
Принята к публикации 06.11.2018 г.

Приведено решение граничной задачи об отражении электромагнитных волн слоем гиперболического метаматериала в условиях полного отражения на границе с ним и отсутствии явления двупреломления. В этом случае в нем возможно распространение так называемых особых неоднородных электромагнитных волн. Получены аналитические выражения для векторных амплитуд отраженных и прошедших слой волн, а также для распространяющихся в нем особых неоднородных электромагнитных волн, позволяющие рассчитать энергетические характеристики отраженного и прошедшего излучения для случая оптически одноосного метаматериала.

DOI: 10.21883/OS.2019.03.47373.311-18

Введение

В течение последнего десятилетия появилось большое число публикаций, посвященных исследованию метаматериалов, проявляющих электромагнитные свойства, не характерные для обычных изотропных и анизотропных сред [1,2]. Это обусловлено перспективами их использования для управления световыми пучками, в литографии, для получения изображений с субволновым разрешением [3,4]. Такие среды могут быть описаны усредненными (эффективными) проницаемостями (диэлектрической ε и магнитной μ), отличающимися от таковых для образующих их материалов [5]. Эффективные проницаемости метаматериалов существенно зависят от геометрических размеров нановключений и их взаимного расположения. Таким образом, путем изменения данных параметров можно получать электромагнитный отклик среды и, следовательно, достигать эффективных значений ε и μ, невозможных для естественных анизотропных материалов.

Одним из видов метаматериалов являются гиперболические метаматериалы (ГММ), для которых предполагается $\mu \approx 1$, а описывающий их диагональный тензор диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \mathrm{diag}\{\varepsilon_o, \varepsilon_o, \varepsilon_e\}$ имеет главные значения проницаемостей (поперечной ε_o и продольной ε_e), различающиеся знаком [6]. Это обусловливает появление гиперболической (а не эллиптической, наблюдаемой у обычных диэлектриков) дисперсии.

Ряд важных практических применений метаматериалов (в частности, в сенсорике, ближнепольной микроскопии, в системах получения изображений) обусловлен особенностями формируемых в них электромагнитных волн. Среди них особое место занимают неоднородные волны, у которых плоскости равных фаз и равных амплитуд не параллельны между собой. Такие волны возникают, например, в прозрачных средах при полном отражении света, а также при наклонном падении излучения в поглощающих (усиливающих) материалах. В монографии [7] показана возможность существования неоднородных волн особого вида, удовлетворяющих уравнениям Максвелла, векторная амплитуда которых изменяется с глубиной проникновения волны в кристалл не по экспоненциальному, а более сложному закону. Такие особые неоднородные волны возникают, в частности, при полном отражении в оптически одноосном прозрачном кристалле при отсутствии в нем явления двулучепреломления [8]. В работе [9] показана возможность распространения подобных неоднородных волн особого типа на границе гиперболического метаматериала. В настоящей работе рассмотрен более реальный случай, а именно отражение света анизотропным слоем метаматериала.

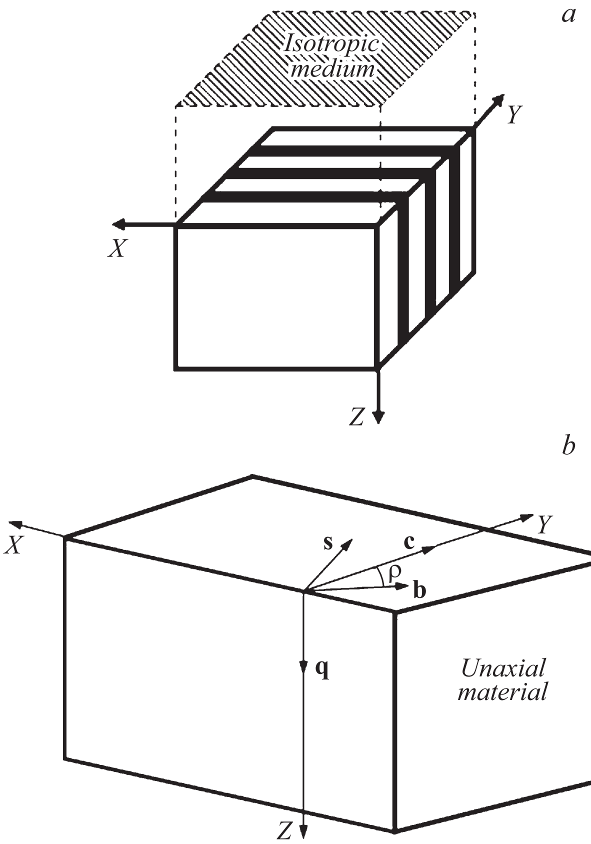

Рис. 1. Схема рассматриваемой структуры (a) и ее представление в приближении эффективной среды (b). $\mathbf{c}$ — единичный вектор вдоль оптической оси, $\mathbf{b}$, $\mathbf{q}$, $\mathbf{s}$ — тройка единичных векторов, где $\mathbf{q}$ — вектор, ортогональный границе раздела, $(\mathbf{c}, \mathbf{q})$ — главная плоскость анизотропной среды, $(\mathbf{b}, \mathbf{q})$ — плоскость падения световой волны, повернутая относительно главной плоскости на угол ρ.

Особенности отражения света слоем гиперболического метаматериала в случае распространения в нем неоднородных волн особого типа

Пусть изотропная среда с диэлектрической проницаемостью ε_1 граничит со слоем гиперболического метаматериала, характеризуемого тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon = \mathrm{diag}\{\varepsilon_o, \varepsilon_o, \varepsilon_e\} = \varepsilon_o + \delta\mathbf{c}\cdot\mathbf{c}$, где $\delta = \varepsilon_e - \varepsilon_o$, $\mathbf{c}$ — единичный вектор вдоль оптической оси (точка между векторами обозначает их диадное произведение). В дальнейшем будем использовать систему координат, ось z которой направлена внутрь анизотропной среды, а ее начало совпадает с входной гранью слоя (рис. 1).

Пусть на границу раздела изотропного диэлектрика и слоя ГММ падает однородная линейно поляризованная электромагнитная волна в условиях полного отражения при отсутствии в анизотропной среде явления двупреломления.

При решении поставленной задачи будем исходить из уравнений Максвелла

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} = 0, \quad \mathrm{rot}\,\mathbf{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} = 0, \qquad (1)$$

где $\mathbf{D} = \varepsilon\mathbf{E}$, $\mathbf{B} = \mu\mathbf{H}$ $(\mu = 1)$, т.е. будем считать среды немагнитными.

Представим векторы напряженности электрического поля падающей из изотропного диэлектрика $(\mathbf{E}_1)$ и отраженной $(\mathbf{E}_1')$ анизотропным слоем плоских волн, гармонически зависящих от времени $(\sim e^{-i\omega t})$, в следующем виде:

$$\mathbf{E}_1 = (A_1\mathbf{s} + B_1[\mathbf{n}_1\mathbf{s}])\exp(i\varphi_1),$$

$$\mathbf{E}_1' = (A_1'\mathbf{s} + B_1'[\mathbf{n}_1'\mathbf{s}]))\exp(i\varphi_1'). \qquad (2)$$

Здесь $A_1(B_1)$ и $A_1'(B_1')$ — амплитуды волн с векторами поляризации, ориентированными соответственно перпендикулярно и параллельно плоскости падения, $\varphi_1 = k\mathbf{m}_1\mathbf{r}$, $\varphi_1' = k\mathbf{m}_1'\mathbf{r}$ ($\mathbf{r}$ — радиус-вектор), k — волновое число в вакууме $\mathbf{m}_1$ и $\mathbf{m}_1'$ — так называемые векторы рефракции этих волн [2], которые можно представить в виде

$$\mathbf{m}_1 = n_1\mathbf{n}_1 = \xi\mathbf{b} + \eta_1\mathbf{q}, \quad \mathbf{m}_1' = n_1\mathbf{n}_1' = \xi\mathbf{b} - \eta_1\mathbf{q}, \qquad (3)$$

причем для них имеют место соотношения

$$\mathbf{m}_1^2 = (\mathbf{m}_1')^2 = n_1^2 = \varepsilon_1 = \xi^2 + \eta_1^2, \qquad (3a)$$

где $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1}$ — показатель преломления изотропной среды, из которой падает излучение, $\mathbf{n}_1$ и $\mathbf{n}_1'$ — единичные векторы в направлении распространения фазы волны, $\xi = n_1\sin\alpha$, $\eta_1 = n_1\cos\alpha$, α — угол, изменяющийся в интервале $\alpha_0 \le \alpha \le \pi/2$ $(\varepsilon_0 \le \xi^2 \le \varepsilon_1)$, $\mathbf{b}$, $\mathbf{q}$ и $\mathbf{s}$ — тройка взаимно перпендикулярных ортов ($\mathbf{b}$ — вдоль границы раздела сред, $\mathbf{q}$ — нормаль к границе анизотропной среды, направленная вглубь нее, $\mathbf{s}$ — нормаль к плоскости падения $(\mathbf{s} = [\mathbf{bq}])$ (рис. 1, b)).

Векторы напряженности магнитного поля $\mathbf{H}$ также определяются из уравнений (1), откуда для случая плоских волн следует $\mathbf{H} = [\mathbf{mE}]$. Тогда

$$\mathbf{H}_1 = (A_1[\mathbf{m}_1\mathbf{s}] - n_1B_1\mathbf{s})\exp(i\varphi_1),$$

$$\mathbf{H}_1' = (A_1'[\mathbf{m}_1'\mathbf{s}] - n_1B_1'\mathbf{s})\exp(i\varphi_1'). \qquad (4)$$

Для распространяющихся в анизотропном слое особых неоднородных волн воспользуемся соответствующими выражениями для векторов напряженности электрического и магнитного полей волны, приведенными в [9]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0\exp(ik\mathbf{m}_0\mathbf{r}), \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0\exp(ik\mathbf{m}_0\mathbf{r}), \qquad (5)$$

где $\mathbf{m}_0 = \xi\mathbf{b} + i\gamma\mathbf{q}$, $\gamma = \sqrt{\xi^2 - \mathbf{m}_0^2}$, $(\mathbf{m}_0^2 = \varepsilon_0)$. Здесь в наших обозначениях

$$\mathbf{E}_0 = C_1\mathbf{N} + C_2(\mathbf{d} + \delta\xi'\mathbf{N}),$$

$$\mathbf{H}_0 = \frac{1}{ik}\,\mathrm{rot}\mathbf{E}_0 = C_1[\mathbf{m}_0\mathbf{N}] + C_2(\mathbf{d}' + \delta\xi'[\mathbf{m}_0\mathbf{N}]), \quad (6a)$$

где

$$\mathbf{N} = [\mathbf{m}_0\mathbf{c}], \quad \mathbf{d} = \delta\mathbf{q} - 2\xi[\mathbf{m}_0\mathbf{s}],$$
$$\mathbf{d}' = [\mathbf{m}_0\mathbf{d}] - \delta\gamma\mathbf{c}, \quad \mathbf{c} = (\sqrt{\varepsilon_o}\mathbf{b} + \gamma\mathbf{s})/\xi,$$
$$\delta = \varepsilon_e - \varepsilon_0, \quad \xi' = k\mathbf{q}\mathbf{r} = kz. \quad (6b)$$

Аналогично для отраженных от второй (выходной) границы анизотропного слоя особых волн имеем

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E}'_0\exp(ik\mathbf{m}'_0\mathbf{r}), \quad \mathbf{H}' = \mathbf{H}_0\exp(ik\mathbf{m}'_0\mathbf{r}), \quad (7)$$

где

$$\mathbf{E}'_0 = C'_1\mathbf{N}_1 + C'_2(-\mathbf{d}_1 + \delta\xi'\mathbf{N}_1),$$
$$\mathbf{H}'_0 = C'_1[\mathbf{m}'_0\mathbf{N}_1] + C'_2(-\mathbf{d}'_1 + \delta\xi'[\mathbf{m}'_0\mathbf{N}_1]). \quad (8a)$$

Здесь

$$\mathbf{N}_1 = [\mathbf{m}'_0\mathbf{c}], \quad \mathbf{d}_1 = \delta\mathbf{q} - 2\xi[\mathbf{m}'_0\mathbf{s}], \quad \mathbf{d}'_1 = [\mathbf{m}'_0\mathbf{d}_1] + \delta\gamma c,$$
$$\mathbf{m}'_0 = \xi\mathbf{b} - i\gamma\mathbf{q}, \quad (\mathbf{m}_0'^2 = \varepsilon_0), \quad (8b)$$

Векторы электрического и магнитного полей волны, прошедшей анизотропный слой, представим в виде, аналогичном выражениям для $\mathbf{E}_1(\mathbf{E}'_1)$ и $\mathbf{H}_1(\mathbf{H}'_1)$, а именно

$$\mathbf{E}_2 = (A_2\mathbf{s} + B_2[\mathbf{n}_2\mathbf{s}])\exp(ik\mathbf{m}_2\mathbf{r}),$$
$$\mathbf{H}_2 = (A_2[\mathbf{m}_2\mathbf{s}] - n_2B_2\mathbf{s})\exp(ik\mathbf{m}_2\mathbf{r}), \quad (9)$$

где $\mathbf{m}_2 = \xi\mathbf{b} + \eta_2\mathbf{q}$, $\eta_2 = \sqrt{\mathbf{m}_2^2 - \xi^2}$, $(\mathbf{m}_2^2 = \varepsilon_2 = n_2^2)$, n_2 — показатель преломления изотропной среды, граничащей с анизотропным слоем с другой его стороны.

Используя стандартные граничные условия, можно получить соотношения для амплитуд всех указанных выше волн. В нашем случае граничные условия имеют вид [10]: для первой границы $(\xi' = kz = 0)$

$$[\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}'_1 - \mathbf{E} - \mathbf{E}', \mathbf{q}] = 0, \quad \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}'_1 - \mathbf{H} - \mathbf{H}' = 0 \quad (10a)$$

и для второй границы $(\xi' = kz = kh)$

$$[\mathbf{E} + \mathbf{E}' - \mathbf{E}_2, \mathbf{q}] = 0, \quad \mathbf{H} + \mathbf{H}' - \mathbf{H}_2 = 0. \quad (10b)$$

Подставляя в эти векторные равенства выражения (2), (4)–(8) для соответствующих волн, после выполнения определенных вычислительных процедур, получим систему уравнений для нахождения восьми скалярных амплитуд $A'_1(B'_1)$, $C_1(C'_1)$, $C_2(C'_2)$, A_2, B_2, т.е. систему с восемью неизвестными, а именно:

$$A_1\mathbf{b}[\mathbf{m}_1\mathbf{s}] + A'_1\mathbf{b}[\mathbf{m}'_1\mathbf{s}] - \mathbf{b}\mathbf{H}_0 - \mathbf{b}\mathbf{H}'_0 = 0,$$
$$A_1\mathbf{q}[\mathbf{m}_1\mathbf{s}] + A'_1\mathbf{q}[\mathbf{m}'_1\mathbf{s}] - \mathbf{q}\mathbf{H}_0 - \mathbf{q}\mathbf{H}'_0 = 0,$$
$$B_1\mathbf{b}[\mathbf{n}_1\mathbf{s}] + B'_1\mathbf{b}[\mathbf{n}'_1\mathbf{s}] - \mathbf{b}\mathbf{E}_0 - \mathbf{b}\mathbf{E}'_0 = 0, \quad (11)$$
$$n_1B_1 + n_1B'_1 + \mathbf{s}\mathbf{H}_0 + \mathbf{s}\mathbf{H}'_0 = 0,$$
$$A_2\mathbf{b}[\mathbf{m}_2\mathbf{s}]\exp(i\psi) - \mathbf{b}\mathbf{H}_0\exp(-\vartheta) - \mathbf{b}\mathbf{H}'_0\exp(\vartheta) = 0,$$
$$A_2\mathbf{q}[\mathbf{m}_2\mathbf{s}]\exp(i\psi) - \mathbf{q}\mathbf{H}_0\exp(-\vartheta) - \mathbf{q}\mathbf{H}'_0\exp(\vartheta) = 0,$$
$$\eta_1B_2\exp(i\psi) - n_1\mathbf{b}\mathbf{E}_0\exp(-\vartheta) - \mathbf{n}_1\mathbf{b}\mathbf{E}'_0\exp(\vartheta) = 0,$$
$$n_2B_2\exp(i\psi) + \mathbf{s}\mathbf{H}_0\exp(-\vartheta) + \mathbf{s}\mathbf{H}'_0\exp(\vartheta) = 0.$$

Здесь $\vartheta = \gamma\xi'$, $\psi = \eta_1\xi'$, причем далее принято $n_2 = n_1$, $(\eta_2 = \eta_1)$, т.е. окружающие анизотропный слой изотропные среды одинаковы.

Раскрывая входящие в эти уравнения скалярные произведения соответствующих векторов с учетом соотношений (2), (6)–(9), систему уравнений (11) можно преобразовать к следующему виду:

$$\eta_1\xi/(n\gamma)(A_1 - A'_1) = \gamma(C_1 + C'_1) - \delta(C_2 - C'_2),$$
$$\eta_1\xi/(n\gamma)A_2\exp(i\psi) = \gamma(C_{1\vartheta} + C'_{1\vartheta})$$
$$+ \delta(\vartheta - 1)C_{2\vartheta} + \delta(\vartheta + 1)C'_{2\vartheta},$$
$$-\xi(A_1 + A'_1) = in\gamma(C_1 - C'_1),$$
$$-\xi A_2\exp(i\psi) = in(\gamma(C_{1\vartheta} - C'_{1\vartheta}) + \delta\vartheta(C_{2\vartheta} - C'_{2\vartheta})),$$
$$-n_1\xi/\varepsilon_0(B_1 + B_1) = -\gamma(C_1 + C'_1) + (2\xi^2 + \delta)(C_2 - C'_2),$$
$$-n_1\xi/\varepsilon_0B_2\exp(i\psi) = -\gamma(C_1 + C'_{1\vartheta}) - \delta\vartheta(C_{2\vartheta} + C'_{2\vartheta})$$
$$+ (2\xi^2 + \delta)(C_{2\vartheta} - C'_{2\vartheta}),$$
$$\eta_1/n_1(B_1 + B'_1) = i\gamma^2/\xi(C_1 - C'_1) - 2i\gamma\xi(C_2 + C'_2),$$
$$\eta_1/n_1B_2\exp(i\psi) = i\gamma^2/\xi(C_{1\vartheta} + C'_{1\vartheta})$$
$$- 2i\gamma\xi(C_{2\vartheta} + C'_{2\vartheta}) + i\gamma\delta\vartheta/\xi(C_{2\vartheta} - C'_{2\vartheta}). \quad (12)$$

Здесь $n = \sqrt{\varepsilon_o}$, $C_{1\vartheta} = C_1\exp(-\vartheta)$, $C_{2\vartheta} = C_2\exp(-\vartheta)$, $C'_{1\vartheta} = C'_1\exp(\vartheta)$, $C'_{2\vartheta} = C'_2\exp(\vartheta)$.

Исключая в (12) амплитуды A'_1, B'_1, A_2, B_2, получим систему четырех уравнений вида

$$2\eta_1\xi/(n\gamma)A_1 + ip^*C_1 - ipC'_1 + \delta(C_2 - C'_2) = 0,$$
$$2n_1\eta_1\xi B_1 - \gamma uC_1 - \gamma u^*C'_1 + (\varepsilon_0\eta_1\delta + 2\xi^2u)C_2$$
$$- (\varepsilon_0\eta_1\delta + 2\xi^2u^*)C'_2 = 0,$$
$$pC_{1\vartheta} + i\delta(1 - ip\xi')C_{2\vartheta} - p^*C'_{1\vartheta} - i\delta(1 - ip^*\xi')C'_{2\vartheta} = 0,$$
$$\gamma u^*C_{1\vartheta} + \gamma uC'_{1\vartheta} - [\varepsilon_0\eta_1\delta + (2\xi^2 - \delta\vartheta)u^*]C_{2\vartheta}$$
$$+ [\varepsilon_0\eta_1\delta + (2\xi^2 + \delta\vartheta)u]C'_{2\vartheta} = 0, \quad (13)$$

где $p = \eta_1 - i\gamma$, $u = \varepsilon_0\eta_1 + i\varepsilon_1\gamma$.

Таким образом, получена система четырех алгебраических уравнений относительно неизвестных C_1 (C_2), C'_1 (C'_2) (последние входят в соответствующие выражения (6), (8) для $\mathbf{E}_0$ $(\mathbf{E}'_0)$ и $\mathbf{H}_0(\mathbf{H}'_0)$).

Заметим, что при $z \to \infty$ $(C'_1 = C'_2 = 0)$ последние два уравнения выполняются тождественно, а из первых двух следуют выражения для C_1 и C_2, совпадающие с соответствующими выражениями для случая отражения от границы раздела с полубесконечным гиперболическим метаматериалом. В этом случае нетрудно получить также выражения для амплитуд A'_1 и B'_1 отраженной волны, которые в конечном счете определяют соответствующие амплитудные (и энергетические) коэффициенты отражения. Для них имеют место следующие соотношения:

$$A_1' = 1/\Delta\{[2\xi^2 pu + \delta(\varepsilon_0\eta_1^2 - \varepsilon_1\gamma^2)]A_1 - 2\eta_1\gamma\sqrt{\varepsilon_o\varepsilon_1}\delta B_1\},$$

$$B_1' = 1/\Delta\{[2\xi^2 p^* u^* + \delta(\varepsilon_0\eta_1^2 - \varepsilon_1\gamma^2)]B_1 + 2\eta_1\gamma\sqrt{\varepsilon_o\varepsilon_1}\delta A_1\}, \quad (14)$$

где $\Delta = \xi^2[2p^* u + \delta(\varepsilon_0 - \varepsilon_1)]$.

Так как амплитуды отраженной волны являются комплексными величинами, то отраженная волна $\mathbf{E}_1'$ является эллиптически поляризованной ($[\mathbf{E}_1'\mathbf{E}_1'^*] \neq 0$). Нетрудно убедиться, что в этом случае энергетический коэффициент отражения R, определяемый как отношение $|\mathbf{E}_1'|^2/|\mathbf{E}_1|^2$, равен единице,

$$R = \frac{|\mathbf{E}_1'|^2}{|\mathbf{E}_1|^2} = \frac{|A_1'|^2 + |B_1'|^2}{|A_1|^2 + |B_1|^2} = 1, \quad (15)$$

что и доказывает наличие явления полного отражения.

Отметим, что, поскольку амплитуды отраженной волны содержат обе составляющие падающей волны, то общепринятое определение амплитудных коэффициентов отражения для изотропных сред $r_s = |A_1'|/|A_1|$ и $r_p = |B_1'|/|B_1|$ здесь, очевидно, неприемлемо вследствие невыполнимости условия равенства единице соответствующих энергетических коэффициентов, т. е. $R_s = |r_s|^2 \neq 1$ и $R_p = |r_p|^2 \neq 1$, что не должно быть в случае полного отражения. Поэтому в данном случае амплитудные коэффициенты отражения можно корректно ввести (имея в виду соотношение (15)) следующим образом: $r_s = |A_1'|/|\mathbf{E}_1|$ и $r_p = |B_1'|/|\mathbf{E}_1|$. При таком определении энергетический коэффициент отражения для случая полубесконечной анизотропной среды $R = |r_s|^2 + |r_p|^2 = 1$.

Для случая, когда углы падения α близки к предельному углу полного отражения ($\sin\alpha_0 = \sqrt{\varepsilon_0/\varepsilon_1}$), а толщина слоя удовлетворяет условию $h/\lambda \leq 1$, т. е. когда величины $\xi' = kh$ и $\vartheta = \gamma\xi'$ весьма малы, из (12) можно получить, что при изменении поляризации падающей волны энергетический коэффициент отражения изменяется от максимального значения $R_{\max}$ до минимального $R_{\min}$, которые при $\vartheta \ll 1$ пропорциональны ϑ^2 и удовлетворяют уравнениям

$$\Sigma = R_{\max} + R_{\min} = \vartheta^2((\nu + 1/\nu)^2 + (\mu + 1/\mu)^2 + 4\beta(\nu^2 - \mu^2) + 4\beta^2(\nu + \mu)^2)/4,$$

$$\Pi = R_{\max}R_{\min} = \vartheta^4((\mu + 1/\mu)(\nu + 1/\nu) + 2\beta(\nu/\mu - \mu/\nu))^2/16, \quad (16)$$

где $\mu = \gamma/\eta_1$, $\nu = \varepsilon_0\eta_1/(\varepsilon_1\gamma)$, $\beta = \delta/2\xi^2$. Из (16) получаем, что

$$R_{\max}, R_{\min} = \Sigma/2 \pm \sqrt{\Sigma^2/4 - \Pi}. \quad (17)$$

В отсутствие анизотропии ($\delta = \beta = 0$) величины $R_{\max}$, $R_{\min}$ равны энергетическим коэффициентам отражения для тонких слоев при поляризациях, перпендикулярной и параллельной плоскости падения, $R_s = \vartheta^2(\mu + 1/\mu)^2/4$, $R_p = \vartheta^2(\nu + 1/\nu)^2/4$.

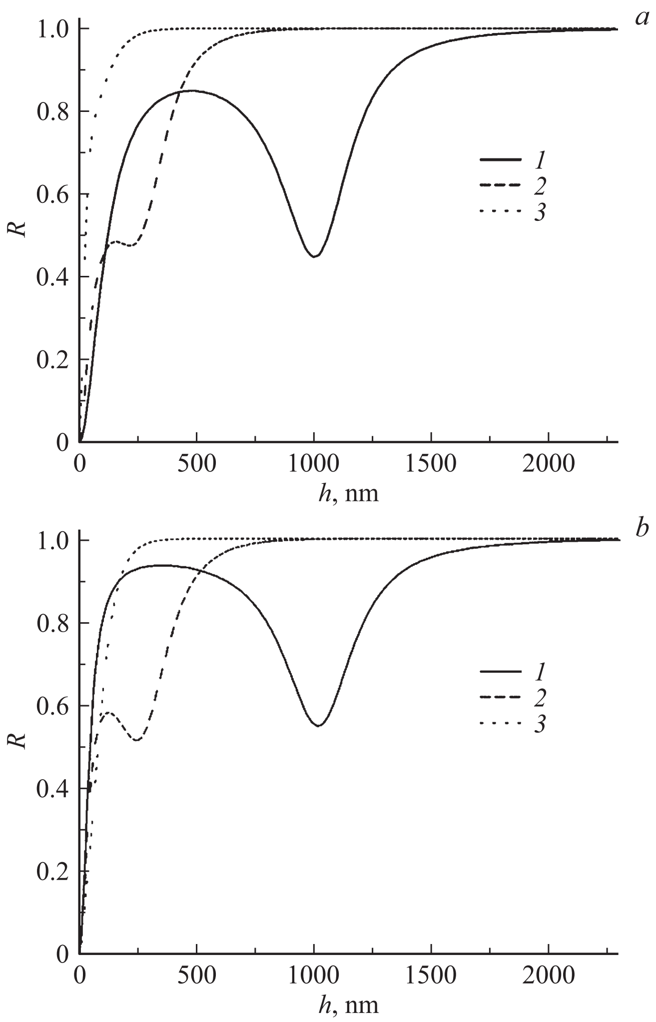

Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения плоской электромагнитной волны от толщины слоя гиперболического метаматериала на основе слоисто-периодической металлодиэлектрической наноструктуры ITO/Ag, расположенной между двумя полубесконечными стеклами ВК7, при распространении в слое особой неоднородной волны. Угол падения света на структуру α и угол между плоскостью падения и главной плоскостью ГММ ρ составляют соответственно 51.55° и 4.58° (*1*), 53.63° и 14.2° (*2*), 63.77° и 29.51° (*3*). Длина волны света 360 nm, диэлектрическая проницаемость стекла $\varepsilon_1 = 2.363$. Предельный угол полного отражения $\alpha_0 = 51.32°$.

Результаты расчетов коэффициента отражения от слоя гиперболического метаматериала при распространении в нем особой неоднородной волны

Рассмотрим слой, образованный слоисто-периодической металлодиэлектрической структурой. В приближении эффективной среды, когда толщина каждого входящего в структуру слоя достаточно мала, т. е. $|k_d d_d| \ll 1$, $|k_m d_m| \ll 1$, где k_d, k_m — соответственно волновые числа диэлектрического и металлического слоев, многослойная структура может рассматриваться как эффективная оптически одноосная среда. При этом тензор диэлектрической проницаемости ее имеет собственные значения, определяемые выражениями

$$\varepsilon_o = (1-f)\varepsilon_d + f\varepsilon_m, \quad \varepsilon_e = \left[\frac{1-f}{\varepsilon_d} + \frac{f}{\varepsilon_m}\right]^{-1}. \quad (18)$$

Здесь $f = d_m/(d_m + d_d)$ — фактор заполнения (объемная доля, занимаемая в структуре металлом), ε_d, ε_m — соответственно проницаемости диэлектрического и металлического слоев. При этом величина ε_m описывается формулой Друде [11]:

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2/(\omega^2 + i\omega\Gamma)$$
$$= \varepsilon_\infty - \omega_p^2/(\omega^2 + \Gamma^2) + i\omega_p^2\Gamma/[\omega(\omega^2 + \Gamma^2)], \quad (19)$$

где ω_p — плазмонная частота, ε_∞ — постоянная, описывающая вклад межзонных переходов, $\Gamma = V_F/l$ — постоянная затухания, V_F — скорость Ферми, l — среднее значение свободного пути электрона в объемном металле. Для серебра, например, $\varepsilon_\infty = 5$, $\omega_p = 14 \cdot 10^{15}\,\mathrm{s}^{-1}$, $\Gamma = 32 \cdot 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$, $V_F = 1.4 \cdot 10^6\,\mathrm{ms}^{-1}$ [1]. Расчет, согласно выражения (18) для слоисто-периодической среды ITO/Ag ($d_m = 20\,\mathrm{nm}$, $f = 0.3$) при длине падающей световой волны 360 nm, дает значения $\varepsilon_o = 1.44$, $\varepsilon_e = -6.32$. Для граничащих со слоем изотропных сред (оптическое стекло ВК7) $\varepsilon_1 = n_1^2 = 2.36$.

Нами выполнен расчет коэффициента отражения слоя путем численного решения уравнений (12). На рис. 2 представлена зависимость коэффициента отражения s- и p-поляризованной волны от толщины слоя. Как видно из рис. 2, при малых толщинах слоя ($< 50\,\mathrm{nm}$) коэффициент отражения от него невелик, что объясняется явлением „просачивания" энергии. При увеличении толщины h коэффициент отражения возрастает до единицы, что соответствует случаю полного внутреннего отражения. Однако наличие в слое неоднородной волны особого типа приводит к изменению R и возникновению в зависимости $R(h)$ минимума $R_{\min}$, проявляющегося при приближении угла падения к предельному α_0 (рис. 2). $R_{\min}$ оказывается зависящим от состояния поляризации падающего света. Так, например, для угла падения света 51.55° ($\alpha_0 = 51.32^\circ$) и угла между плоскостью падения и главной плоскостью металлодиэлектрической структуры 4.58° для случая $h = 1\,\mu\mathrm{m}$ $R_{\min} = 0.45$ в случае s-поляризованных волн и $R_{\min} = 0.55$ для p-поляризованных волн.

Заключение

Таким образом, в настоящей работе исследованы особенности отражения света от слоя гиперболического метаматериала в условиях распространения в нем волны особого типа, амплитуда которой убывает внутри анизотропной среды при удалении от ее поверхности по сложному неэкспоненциальному закону. Выполнены численные расчеты коэффициента отражения от слоя наноструктуры ITO/Ag в условиях распространения в ней особых неоднородных волн. Показано, что формируемая в слое неоднородная волна, характеризуемая неэкспоненциальным уменьшением продольного энергетического потока, обусловливает появление минимума в зависимости коэффициента отражения от толщины слоя и, следовательно, возникновение явления „просачивания" энергии при соответствующей толщине. При этом данный эффект оказывается зависящим от состояния поляризации падающего света: а именно для s-поляризованных волн падение коэффициента отражения более выражено. Отметим, что этот эффект наблюдается при достаточно больших толщинах слоя (в рассмотренном случае $h/\lambda \sim 2.7$).

Полученные результаты имеют перспективы применения в микроскопии, а также при разработке новых методов зондирования приповерхностных дефектов различных материалов.

Список литературы

[1] *Cai W., Shalaev V.* Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications. Springer, 2010. doi 10.1007/978-1-4419-1151-3
[2] Metamaterials Handbook 1: Theory and Phenomena of Metamaterials. CRC Press, 2009.
[3] *Pendry J.B.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 3966. doi 10.1103/PhysRevLett.85.3966
[4] *Fang N., Lee H., Sun C., Zhang X.* // Science. 2005. V. 308. P. 534. doi 10.1126/science.1108759
[5] *Kidwai O., Zhukovsky S.V., Sipe J.E.* // Phys. Rev. 2012 . V. A 85. P. 053842. doi 10.1103/PhysRevA.85.053842
[6] *Shekhar P., Atkinson J., Jacob Z.* // Nano Convergence. 2014. V. 1. P. 14. doi 10.1186/s40580-014-0014-6.
[7] *Федоров Ф.И.* Теория гиротропии. Минск, 1976.
[8] *Федоров Ф.И., Петров Н.С.* // Опт. и спектр. 1963. Т. 14. В. 2. С. 256.
[9] *Kurilkina S.N., Petrov N.S., Zimin A.B., Belyi V.N.* // J. Opt. 2017. V. 19. P. 125102. doi 10.1088/2040-8986/aa945c
[10] *Федоров Ф.И.* Оптика анизотропных сред. Минск: АНБССР, 1958. 381 с.
[11] *Kurilkina S.N., Binhussain M.A., Belyi V.N., Kazak N.S.* // J. Opt. 2016. V. 18. P. 085102. doi 10.1088/2040-8978/18/8/085102