

06.3

Дифракция плоской волны на слое асимметричного гиперболического метаматериала

© М.В. Давидович

Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

E-mail: DavidovichMV@info.sgu.ru

Поступило в Редакцию 21 марта 2022 г.

В окончательной редакции 3 октября 2022 г.

Принято к публикации 25 октября 2022 г.

Рассмотрена дифракция плоской волны на слое асимметричного гиперболического метаматериала, выполненного из слоев металла и SiO₂. Показано, что коэффициент отражения зависит не только от угла падения, но и от направления падения относительно оси анизотропии. При произвольном направлении оси анизотропии пластина гиперболического метаматериала создает рассеянные волны обеих поляризаций.

Ключевые слова: гиперболический метаматериал, дифракция, тензор эффективной диэлектрической проницаемости, гомогенизация.

DOI: 10.21883/PJTF.2023.01.54049.19196

Гиперболические метаматериалы (ГММ) представляют собой одноосные фотонные кристаллы, в которых при приведении к диагональному виду тензор эффективной диэлектрической проницаемости (ДП) имеет диагональные компоненты, для которых выполнено $\epsilon'_\perp \epsilon''_\parallel < 0$ [1]. Здесь штрих означает действительную часть, а двойной штрих — отрицательную мнимую часть, т.е. $\epsilon_\perp = \epsilon'_\perp - i\epsilon''_\perp$ и $\epsilon_\parallel = \epsilon'_\parallel - i\epsilon''_\parallel$. Кроме того, ГММ реализуется при малых потерях ($\epsilon''_\perp \ll |\epsilon'_\perp|$, $\epsilon''_\parallel \ll |\epsilon'_\parallel|$) и не слишком больших частотах, поскольку оба эти фактора, включая и возникающую на больших частотах пространственную дисперсию (ПД), ограничивают гиперболический закон дисперсии [1]. В последнее время большое внимание уделяется метаповерхностям и плазмон-поляритонам (ПП) вдоль них [1–7], поскольку структуры с поверхностными ПП имеют весьма широкие сферы для приложений. В настоящей работе рассматривается слой асимметричного ГММ, который позволяет управлять дифракцией за счет варьирования его параметров путем изменения среза границ раздела (изменения ориентации оси анизотропии). Пластина из ГММ с границами, нормаль к которым составляет угол с осью анизотропии, показана на вставке к рис. 1. Мы рассматриваем ГММ в виде периодически чередующихся проводящих и диэлектрических слоев. В качестве проводящих слоев можно использовать тонкие металлические пленки или графеновые листы. Использование полупроводниковых и графеновых пленок позволяет оптически управлять дифракцией при применении лазерной оптической накачки [8]. Гомогенизация и получение эффективной ДП возможны в низкочастотном диапазоне для длин волн $d_0 \ll \lambda$, где d_0 — период. В этом случае уравнение Френеля для необыкновенной волны приобретает вид $k_\parallel^2/\epsilon_\perp + k_\perp^2/\epsilon_\parallel = k_0^2$ [1]. Это приближение да-

ет [1,9]:

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{\epsilon_1 t_1 + \epsilon_2 t_2}{d_0}, \quad \epsilon_{zz} = d_0 \left(\frac{t_1}{\epsilon_1} + \frac{t_2}{\epsilon_2} \right)^{-1}. \quad (1)$$

Здесь $d_0 = t_1 + t_2$ — период структуры. Учет ПД возможен, но приводит к более сложным соотношениям. Для учета ПД можно, например, использовать формулы [1,10]:

$$\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = k_0^{-2} \left[k^2/2 + k_{1z}^2 t^{-2} (t_1^2 + t_1 t_2) + k_{2z}^2 t^{-2} (t_2^2 + t_1 t_2) \right], \quad (2)$$

$$\epsilon_{zz} = k_0^{-2} k^2$$

$$\times \left\{ 1 - \frac{k_{1z}^2 d_0^{-2} (t_1^2 + t_1 t_2 \epsilon_2 / \epsilon_1) + k_{2z}^2 d_0^{-2} (t_2^2 + t_1 t_2 \epsilon_1 / \epsilon_2)}{k^2/2 + k_{1z}^2 d_0^{-2} (t_1^2 + t_1 t_2) + k_{2z}^2 d_0^{-2} (t_2^2 + t_1 t_2)} \right\}^{-1}. \quad (3)$$

Здесь $k_{1z}^2 = k_0^2 \epsilon_1 - k^2$, $k_{2z}^2 = k_0^2 \epsilon_2 - k^2$. Соотношения (2) и (3) при $t_1 = t_2 = d_0/2$ совпадают с формулами (1) и дают $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = (\epsilon_1 + \epsilon_2)/2$, $\epsilon_{zz} = 2\epsilon_1 \epsilon_2 / (\epsilon_1 + \epsilon_2)$. Будем использовать модель Друде–Лоренца для ДП металлических пленок. В оптическом диапазоне толщины слоев следует брать порядка десятков нанометров. В этом случае имеются области, где выполняются условия гиперболичности. В периодически чередующихся металлических и диэлектрических слоях с $t_1 = t_m$, $t_2 = t_d$ и ДП металла $\epsilon'_m(\omega) < 0$ и ДП диэлектрика $\epsilon'_d(\omega) > 1$ можно получить ГММ [1]. Здесь и далее символ m соответствует металлу, символ d — диэлектрику. Взяв $t_1 = t_2 = d/2$, получим $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = (\epsilon'_m + \epsilon'_d)/2$, $\epsilon_{zz} = 2\epsilon'_m \epsilon'_d / (\epsilon'_m + \epsilon'_d)$. В области, где $\epsilon'_m(\omega) < 0$, реализуются оба типа ГММ в зависимости от знака $\epsilon'_m + \epsilon'_d$.

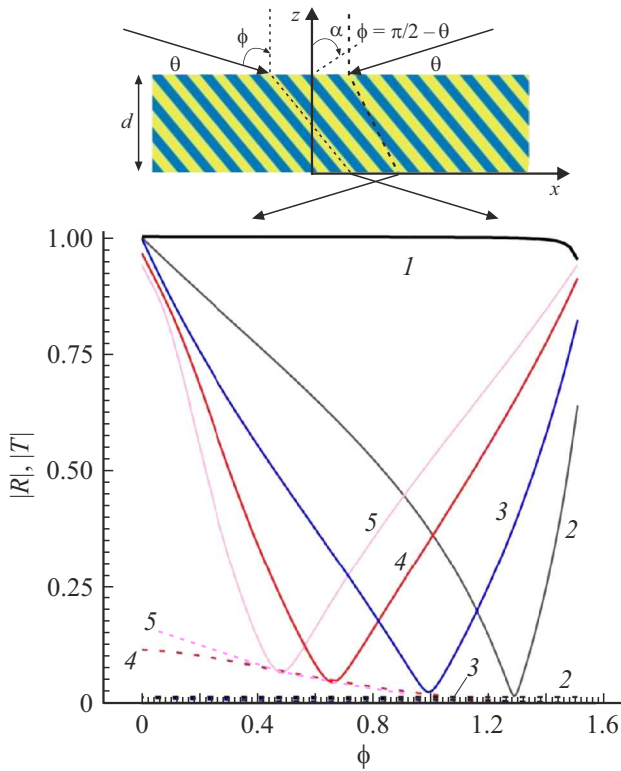


Рис. 1. Зависимость модулей коэффициентов отражения $|R|$ (сплошные кривые) и прохождения $|T|$ (штриховые кривые) от угла падения ϕ для структуры ГММ с $d = 420$ nm, $t_m = t_d = 20$ nm, $\epsilon_d = 3$ при значениях угла поворота $\alpha = 0$ (1), $\pi/12$ (2), $\pi/8$ (3), $\pi/4$ (4), $\pi/3$ (5).

Повернув ось анизотропии ГММ на угол α , мы изменим тензор ДП $\hat{\epsilon}(\alpha) = \hat{T}^{-1}(\alpha)\hat{\epsilon}(0)\hat{T}(\alpha)$ в соответствии с действием матрицы поворота $\hat{T}(\alpha)$, при этом появятся недиагональные члены. Распространение плазмонов в пленке такого асимметричного ГММ зависит от угла поворота и носит сложный характер [11]. Здесь мы демонстрируем поведение коэффициента отражения R и прохождения T плоской волны при разных углах поворота и углах падения (рис. 1) на слой асимметричного ГММ. Минимуму $|R|$ соответствует область возбуждения плазмонов. Для их эффективного возбуждения волна должна падать под определенным углом ϕ , чтобы согласовать фазовую скорость ПП и скорость переноса ею энергии в слое. Имеет место асимметрия при падении относительно разных сторон по отношению к нормали.

Для вывода формул Френеля рассмотрим матрицу поворота вокруг оси y на угол α :

$$\hat{T}_y(\alpha) = \begin{bmatrix} \cos \alpha & 0 & -\sin \alpha \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \alpha & 0 & \cos \alpha \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Действуя на вектор \mathbf{E} , она дает $E'_x = E_x \cos \alpha - E_z \sin \alpha$, $E'_y = E_y$, $E'_z = E_x \sin \alpha + E_z \cos \alpha$, т.е. это поворот против

часовой стрелки. При этом исходная матрица ДП примет вид

$$\tilde{\epsilon} = \hat{T}_y^{-1}(\alpha)\hat{\epsilon}\hat{T}_y(\alpha) = \hat{T}_y(-\alpha)\hat{\epsilon}\hat{T}_y(\alpha)$$

или

$$\tilde{\epsilon}_{xx} = \cos^2(\alpha)\epsilon_{xx} + \sin^2(\alpha)\epsilon_{zz},$$

$$\tilde{\epsilon}_{zz} = \cos^2(\alpha)\epsilon_{zz} + \sin^2(\alpha)\epsilon_{xx},$$

$$\tilde{\epsilon}_{xz} = \sin \alpha \cos \alpha (\epsilon_{zz} - \epsilon_{xx}).$$

Здесь $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$, $\epsilon_{zz} = \epsilon_{\parallel}$.

Получим формулы Френеля при падении плоской волны p - и s -поляризации под углом ϕ снизу на структуру в виде слоя с произвольным углом α . Уравнения Максвелла в среде с тензором ДП $\tilde{\epsilon}$ имеют вид $\hat{k}\mathbf{H} = \omega\epsilon_0\hat{\epsilon}\mathbf{E}$, $-\hat{k}\mathbf{E} = \omega\mu_0\hat{\mathbf{H}}$, где матрица \hat{k} приведена в [1]. Она соответствует оператору „ротор“. Такая запись верна для любого (в том числе и недиагонального) тензора $\hat{\epsilon}$. В случае повернутого тензора она приобретает вид

$$k_z H_y - k_y H_z = \omega\epsilon_0(\tilde{\epsilon}_{xx} E_x + \tilde{\epsilon}_{xz} E_z),$$

$$E_x = \frac{k_z H_y - k_y H_z - \omega\epsilon_0 \tilde{\epsilon}_{xz} E_z}{\omega\epsilon_0 \tilde{\epsilon}_{xx}}, \quad (5a)$$

$$k_x H_z - k_z H_x = \omega\epsilon_0 \epsilon_{xx} E_y, \quad E_y = \frac{k_x H_z - k_z H_x}{\omega\epsilon_0 \epsilon_{yy}}, \quad (5b)$$

$$k_y H_x - k_x H_y - \omega\epsilon_0(\tilde{\epsilon}_{xz} E_x + \tilde{\epsilon}_{zz} E_z), \quad (5c)$$

$$k_y E_z - k_z E_y = \omega\mu_0 H_x, \quad H_x = \frac{k_y E_z - k_z E_y}{\omega\mu_0}, \quad (5d)$$

$$k_z E_x - k_x E_z = \omega\mu_0 H_y, \quad H_y = \frac{k_z E_x - k_x E_z}{\omega\mu_0}, \quad (5e)$$

$$k_x E_y - k_y E_x = \omega\mu_0 H_z. \quad (5f)$$

Уравнения (5a), (5b), (5d), (5e) мы записали в двух эквивалентных видах, выразив в виде вторых формул поперечные относительно направления z компоненты полей. Подставляя эти магнитные компоненты из (5e) в (5a) и из (5d) в (5b), а затем аналогично поперечные компоненты электрического поля из (5a) в (5e) и из (5b) в (5d), получим поперечные компоненты E_x , E_y , H_x , H_y . Подставляя их в (5c) и (5f), соответственно найдем

$$\begin{aligned} & -k_y \left(\frac{k_x k_z}{k_0^2 \epsilon_{yy} - k_z k_z} + \frac{k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xz} + k_z k_x}{k_z k_z - k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}} \right) E_z \\ & = \omega\mu_0 \left(1 + \frac{k_y k_y}{k_z k_z - k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}} - \frac{k_x k_x}{k_0^2 \epsilon_{yy} - k_z k_z} \right) H_z, \\ & -k_y \left[\frac{k_z k_x}{k_0^2 \epsilon_{yy} - k_z k_z} + \frac{k_x k_z}{k_z k_z - k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}} + \frac{k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xz}}{k_z k_z - k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}} \right] H_z \\ & = \omega\epsilon_0 \left[\tilde{\epsilon}_{zz} - \frac{\epsilon_{xx} k_y k_y}{k_0^2 \epsilon_{yy} - k_z k_z} + \frac{\tilde{\epsilon}_{xx} k_x k_x + \tilde{\epsilon}_{xz} k_x k_z}{k_z k_z - k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}} \right. \\ & \left. + \frac{\tilde{\epsilon}_{xz} (k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xz} + k_z k_x)}{k_z k_z - k_0^2 \tilde{\epsilon}_{xx}} \right] E_z. \end{aligned}$$

Нулевой детерминант этой системы есть уравнение Френеля. Обозначим $\Delta_{\tilde{\varepsilon}} = \tilde{\varepsilon}_{xx}\tilde{\varepsilon}_{zz} - \tilde{\varepsilon}_{xz}^2$. Это уравнение интересно при $k_y = 0$, когда оно распадается на два:

$$k_x^{\pm} = \pm \sqrt{k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{yy} - k_z^2}, \quad (6)$$

$$k_x^{\pm} = \frac{-k_z \tilde{\varepsilon}_{xz} \pm \sqrt{(k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xx} - k_z^2) \Delta_{\tilde{\varepsilon}}}}{\tilde{\varepsilon}_{xx}}. \quad (7)$$

Первое уравнение соответствует H -волне с компонентами H_z , H_x и E_y . Ее может возбуждать волна с s -поляризацией. H -волна противоположного направления имеет компоненту $k_z^- = -k_z^+ = -k_z$, при этом данной волне соответствует то же самое значение k_x . Значения же $k_x^{\pm} = \pm k_x$ определяют направление падения волны: слева от нормали или справа от нормали. Второе уравнение соответствует E -волне с компонентами E_z , E_x , H_y . Ее возбуждает падающая волна с p -поляризацией. Для нее k_x^{\pm} различные, и волна противоположного движения по оси x имеет компоненту k_x^- . Величины k_x действительные. Волна с противоположным движением по оси z имеет компоненту k_z^{+-} или k_z^{--} в зависимости от того, куда движется волна по оси x . Первым индексом обозначено направление k_x . Для противоположной вдоль z волны $\text{Re}(k_z^{\pm-}) < 0$. Пусть $k_x = k_x^+ > 0$ — значение в падающей волне. И пусть эта величина определяется соотношением

$$k_x = k_x^+ = \frac{-k_z^{\pm} \tilde{\varepsilon}_{xz} \pm \sqrt{(k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xx} - k_z^{\pm 2}) \Delta_{\tilde{\varepsilon}}}}{\tilde{\varepsilon}_{xx}} > 0.$$

Считаем $k_x = k_x^+ > 0$. В случае же изменения направления угла падения на противоположный

$$-k_x = k_x^- = \frac{k_z^{\pm} \tilde{\varepsilon}_{xz} \mp \sqrt{(k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xx} - k_z^{\pm 2}) \Delta_{\tilde{\varepsilon}}}}{\tilde{\varepsilon}_{xx}} < 0.$$

Значения k_x^{\pm} определяют направление падения волны: слева от нормали или справа от нормали. Вместо уравнения (7) можно взять уравнение

$$k_z^{\pm} = -(\tilde{\varepsilon}_{xz}/\tilde{\varepsilon}_{zz})k_x \pm \sqrt{(\tilde{\varepsilon}_{xx} - \tilde{\varepsilon}_{xz}^2/\tilde{\varepsilon}_{zz})k_0^2 - [(\tilde{\varepsilon}_{xx}/\tilde{\varepsilon}_{zz}) - (\tilde{\varepsilon}_{xz}/\tilde{\varepsilon}_{zz})^2]k_x^2}. \quad (8)$$

Для диагонального тензора ($\alpha = 0$) оно принимает вид $k_z^{\pm} = \pm \sqrt{k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xx} - k_x^2 \tilde{\varepsilon}_{xx}/\tilde{\varepsilon}_{zz}}$, т.е. k_z^{\pm} определяют противоположные компоненты направленных противоположно волн, не зависящие от знака k_x . В общем случае (8) они зависят от знака k_x . Знак в (8) следует выбирать из условия $\text{Re}(k_z^+) > 0$. Используем импедансный подход. Снизу имеем волну

$$E_q = [\exp(-ik_0 z) + R_q \exp(ik_0 z)] \exp(-ik_x x),$$

$$Z_0 H_q = [\exp(-ik_0 z) - R_q \exp(ik_0 z)] \exp(-ik_x x)/\rho_{0q}.$$

Сверху волна представляется в виде

$$E_q = T_q \exp(-ik_0 z(z-d) - ik_x x),$$

$$Z_0 H_q = T_q \exp(-ik_0 z(z-d) - ik_x x)/\rho_{0q}.$$

В структуре (слое) пишем

$$E_q = [A_q^+ \exp(-ik_z^{++} z) + A_q^- \exp(-ik_z^{+-} z)] \exp(-ik_x x),$$

$$Z_0 H_q = [A_q^+ \exp(-ik_z^{++} z)/\rho_q^{++} - A_q^- \exp(-ik_z^{+-} z)/\rho_q^{+-}] \exp(-ik_x x).$$

При движении вдоль $-x$ следует изменить первый плюс на минус. При $q = p$ имеем $E_q = E_x$, $H_q = H_y$ и

$$\rho_e^{++} = \frac{E_x}{Z_0 H_y} = \frac{k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xz} + k_z^{++} k_x^+}{k_0 (\tilde{\varepsilon}_{xx} k_x^+ + \tilde{\varepsilon}_{xz} k_z^{++})},$$

$$\rho_e^{+-} = -\frac{E_x}{Z_0 H_y} = -\frac{k_0^2 \tilde{\varepsilon}_{xz} + k_z^{+-} k_x^+}{k_0 (\tilde{\varepsilon}_{xx} k_x^+ + \tilde{\varepsilon}_{xz} k_z^{+-})}.$$

Первый знак соответствует оси x , а второй — оси z . Если $\tilde{\varepsilon}_{xz} = 0$, то $\rho_e^{++} = \rho_e^{+-} = k_z^{++}/(\omega \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}_{xx})$, $k_z^{++} = -k_z^{+-}$. Сшивая поля, имеем $1 + R_e^+ = A_e^+ + A_e^-$, $1 - R_e^+ = A_e^+ \rho_{0e}/\rho_e^{++} - A_e^- \rho_{0e}/\rho_e^{+-}$, при этом

$$A_e^+ \exp(-ik_z^{++} d) + A_e^- \exp(-ik_z^{+-} d) = T_e^+, \quad (9)$$

$$A_e^+ \exp(-ik_z^{++} d) \rho_{0e}/\rho_e^{++} - A_e^- \exp(-ik_z^{+-} d) \rho_{0e}/\rho_e^{+-} = T_e^+.$$

Складывая первые два уравнения, имеем

$$A_e^+ (1 + \rho_{0e}/\rho_e^{++}) + A_e^- (1 - \rho_{0e}/\rho_e^{+-}) = 2.$$

Вычитая два последних уравнения, имеем

$$A_e^+ \exp(-ik_z^{++} d) (1 - \rho_{0e}/\rho_e^{++}) + A_e^- \exp(-ik_z^{+-} d) (1 + \rho_{0e}/\rho_e^{+-}) = 0.$$

Решение этой системы уравнений имеет вид

$$A_e^+ = 2(-ik_z^{+-} d) (1 + \rho_{0e}/\rho_e^{+-}) / \Delta^+,$$

$$A_e^- = -2 \exp(-ik_z^{++} d) (1 - \rho_{0e}/\rho_e^{++}) / \Delta^+,$$

где определитель равен

$$\Delta^+ = (-ik_z^{+-} d) (1 + \rho_{0e}/\rho_e^{+-}) (1 + \rho_{0e}/\rho_e^{++}) - \exp(-ik_z^{++} d) (1 - \rho_{0e}/\rho_e^{++}) (1 - \rho_{0e}/\rho_e^{+-}).$$

Теперь имеем коэффициент отражения

$$R_e^+ = 2 \{ [(-ik_z^{+-} d) (1 + \rho_{0e}/\rho_e^{+-}) - \exp(-ik_z^{++} d) (1 - \rho_{0e}/\rho_e^{++})] / \Delta^+ \} - 1. \quad (11)$$

Аналогичный коэффициент отражения при движении вдоль $-x$ есть

$$R_e^- = 2\left\{ \left[(-ik_z^- d)(1 + \rho_{0e}/\rho_e^-) - \exp(-ik_z^+ d)(1 - \rho_{0e}/\rho_e^+) \right] / \Delta^- \right\} - 1, \quad (12)$$

$$\Delta^- = (-ik_z^- d)(1 + \rho_{0e}/\rho_e^+)(1 + \rho_{0e}/\rho_e^-) - \exp(-ik_z^+ d)(1 - \rho_{0e}/\rho_e^+)(1 - \rho_{0e}/\rho_e^-).$$

В этих соотношениях следует выбирать значения

$$k_z^{\pm\pm} = -(\tilde{\epsilon}_{xz}/\tilde{\epsilon}_{zz})k_x^{\pm} \pm \sqrt{(\tilde{\epsilon}_{xx} - \tilde{\epsilon}_{xz}^2/\tilde{\epsilon}_{zz})k_0^2 - [(\tilde{\epsilon}_{xx}/\tilde{\epsilon}_{zz}) - (\tilde{\epsilon}_{xz}/\tilde{\epsilon}_{zz})^2]k_x^{\pm 2}},$$

$$\text{Re}(k_z^{\pm+}) > 0, \quad \text{Re}(k_z^{\pm-}) < 0.$$

Видим, что соотношения (9) и (10) не изменяются при одновременной замене $k_z^{\pm+} \leftrightarrow k_z^{\pm-}$ и $A_e^+ \leftrightarrow A_e^-$, т.е. неважно, какую волну в слое считать прямой, а какую — противоположной. Из (8) получаются разные значения для k_z^{\pm} при $k_x > 0$ и $k_x < 0$. Это указывает на то, что при одинаковом угле падения слева и справа от нормали коэффициенты отражения разные. Физически это следует из того, что при падении слева сверху (рис. 1) электрический вектор почти нормален тонким металлическим листам, что приводит к малому отражению. Структура представляет собой как бы набор плоскопараллельных волноводов. При падении под таким же углом справа сверху электрический вектор почти касательный к слоям металла, что приводит к сильному отражению. Определяя коэффициент прохождения, имеем

$$T_e^{\pm} = 2 \left[\exp(-i(k_z^{\pm+} + k_z^{\pm-})d)(1 + \rho_{0e}/\rho_e^{\pm-}) - \exp(-i(k_z^{\pm-} + k_z^{\pm+})d)(1 - \rho_{0e}/\rho_e^{\pm+}) \right] / \Delta^{\pm}.$$

Согласно (8), $k_z^{\pm+} + k_z^{\pm-} = -2(\tilde{\epsilon}_{xz}/\tilde{\epsilon}_{zz})k_x^{\pm}$, поэтому

$$T_e^{\pm} = 2 \exp(2i(\tilde{\epsilon}_{xz}/\tilde{\epsilon}_{zz})k_x^{\pm}d) \rho_{0e} \frac{\rho_e^{\pm+} + \rho_e^{\pm-}}{\rho_e^{\pm+} \rho_e^{\pm-} \Delta^{\pm}}. \quad (13)$$

При $\tilde{\epsilon}_{xz} = 0$ имеем $\rho_e^{\pm+} = \rho_e^{\pm-} = \rho_{e,h}$, $\rho_e = k_z/(k_0\tilde{\epsilon}_{xx})$, $\rho_h = k_0/k_z$ и известную формулу

$$T_{e,h}^{\pm} = [\cos(k_z d) + iW_{e,h} \sin(k_z d)]^{-1},$$

$$W_{e,h} = (\rho_{e,h}/\rho_{0e,h} + \rho_{0e,h}/\rho_{e,h})/2.$$

Для несимметричного ГММ и отражение, и прохождение E -волны зависят не только от значения угла падения, но и от его расположения относительно нормали, что не имеет места для s -поляризации. В общем случае $k_y \neq 0$ волны гибридные, т.е. падение волны p -поляризации или s -поляризации приводит к возбуждению прошедших и отраженных волн обеих поляризаций.

Итак, в случае произвольного угла анизотропии α и произвольного падения волны при дифракции от слоя

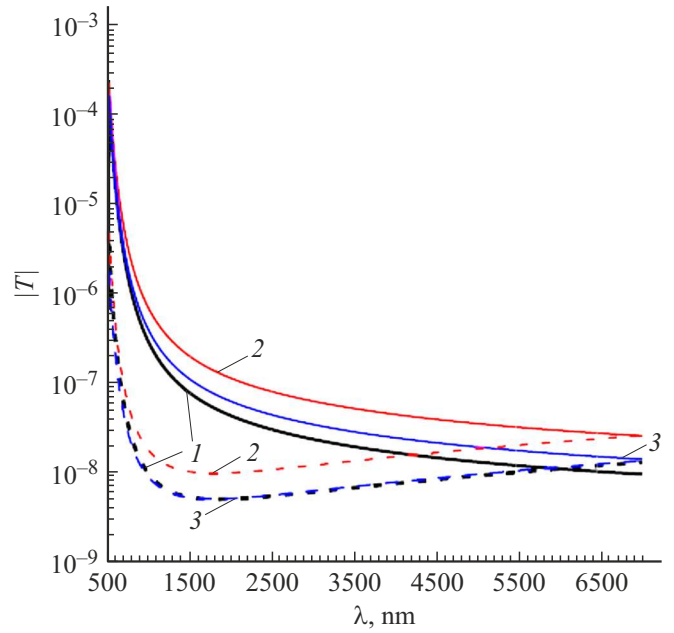


Рис. 2. Модули коэффициентов прохождения в зависимости от длины волны на основе гомогенизации (штриховые кривые) и на основе строгой модели (сплошные кривые) для структуры $t_m = t_d = 10$ nm с числом периодов 22 и толщиной структуры 440 nm. 1 — нормальное падение, 2 — падение E -моды, 3 — падение H -моды (угол падения $\pi/4$).

ГММ возникают рассеянные волны обеих поляризаций. При рассмотренной конфигурации это будет, если $k_y \neq 0$. Физически это соответствует возбуждению токов всех направлений в металлических слоях, которые и создают излученные волны обеих поляризаций. Результаты расчета $R = R_e$ и $T = T_e$ (рис. 1) в зависимости от угла падения выполнены для $\lambda = 500$ nm. В качестве материала рассмотрены слои серебра и слои SiO_2 . На этой длине волны ДП серебра $\epsilon_m = -8.23 - i0.287$. В качестве ДП SiO_2 взято значение $\epsilon_d = 3$. При одинаковой толщине слоев $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = -2.62 - i0.144$, $\epsilon_{zz} = 9.431 - i0.1883$, т.е. условие получения ГММ выполнено. Использована формула Друде–Лоренца $\epsilon_m(\omega) = \epsilon_L - \omega_p^2/(\omega^2 - i\omega\omega_c)$: $\epsilon_L = 9.13$, $\omega_p = 1.57 \cdot 10^{16}$ Hz, $\omega_c = 3.46 \cdot 10^{13}$ Hz. Ее параметры определены исходя из концентрации электронов проводимости и $\sigma_0 = \epsilon_0\omega_p^2/\omega_c = 6.3 \cdot 10^7$ S/m для серебра. Для него есть две точки перехода $\epsilon'_m(\omega)$ через нуль. При нашей аппроксимации переход через нуль осуществляется примерно на длине волны $\lambda = 345$ nm, что соответствует первому переходу. На рис. 2 представлены результаты сравнения приближенного решения на основе гомогенизации и точного решения задачи при $\alpha = 0$, т.е. когда ось анизотропии совпадает с осью z . Для металлов плазменные частоты лежат в УФ-диапазоне, тогда как для полуметаллов и хорошо легированных полупроводников типа n -InSb их можно снизить вплоть до THz-области. В этой же области свойства ГММ демонстрируют структуры графен– SiO_2 [12].

В этом случае гомогенизация осуществляется на два-три порядка точнее. Рассматриваемые слои асимметричного ГММ могут служить детекторами поляризации или оптическими и ИК-экранами. В случае графена они могут быть оптически управляемыми. Рассмотренная структура демонстрирует максимальное экранирование на длине волны порядка 900 nm.

В теории дифракции подобные задачи сводятся к интегральным уравнениям [13]. Можно учесть и конечный импеданс лент. Но учет диэлектрического слоя сложен и требует введения объемно-поверхностных интегральных уравнений. В работе [14] исследованы плазмоны вдоль рассмотренного слоя ГММ. Дисперсионное уравнение для плазмонов сводится к условию $R = 0$. Оно означает условие Брюстера, при этом волна втекает в структуру без отражения, а поток энергии из вакуума идет в слой с обеих сторон, k_x и k_{0z} в этом случае становятся комплексными. Аналогичный эффект достигается в ГММ из нанопроволок [14].

Финансирование работы

Исследование поддержано Министерством образования и науки России в рамках государственного задания (проект № FSRR-2020-0004).

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] М.В. Давидович, УФН, **189** (12), 1250 (2019). DOI: 10.3367/UFN.2019.08.038643 [M.V. Davidovich, Phys. Usp., **62** (12), 1173 (2019). DOI: 10.3367/UFN.2019.08.038643].
- [2] N. Yu, F. Capasso, Nat. Mater, **13** (2), 139 (2014). DOI: 10.1038/NMAT3839
- [3] Z. Li, K. Yao, F. Xia, S. Shen, J. Tian, Y. Liu, Sci. Rep., **5** (1), 12423 (2015). DOI: 10.1038/srep12423
- [4] F. Lu, B. Liu, S. Shen, Adv. Opt. Mater., **2** (8), 794 (2014). DOI: 10.1002/adom.201400100
- [5] K. Yao, Y. Liu, Nanotechnol. Rev., **3** (2), 177 (2014). DOI: 10.1515/ntrev-2012-0071
- [6] Y. Liu, X. Zhang, Appl. Phys. Lett., **103** (14), 141101 (2013). DOI: 10.1063/1.4821444
- [7] М.А. Ремнев, В.В. Климов, УФН, **188** (2), 169 (2018). DOI: 10.3367/UFN.2017.08.038192 [M.A. Remnev, V.V. Klimov, Phys. Usp., **61** (2), 157 (2018). DOI: 10.3367/UFN.2017.08.038192].
- [8] V. Ryzhii, M. Ryzhii, T. Otsuji, J. Appl. Phys., **101** (8), 083114 (2007). DOI: 10.1063/1.2717566
- [9] С.М. Рытов, ЖЭТФ, **29** (5), 605 (1955). [S.M. Rytov, Sov. Phys. JETP, **2** (3), 446 (1956)].
- [10] М.В. Давидович, ЖЭТФ, **150** (6), 1069 (2016). [M.V. Davidovich, JETP, **123** (6), 928 (2016). DOI: 10.7868/S0044451016120026].
- [11] М.В. Давидович, Компьютерная оптика, **45** (1), 48 (2021). DOI: 10.18287/2412-6179-CO-673
- [12] I.S. Nefedov, C.A. Valaginnopoulos, L.A. Melnikov, J. Opt., **15** (11), 114003 (2013). DOI: 10.1088/2040-8978/15/11/114003
- [13] Е.М. Нефедов, А.Н. Сивов, *Электродинамика периодических структур* (Наука, М., 1977).
- [14] Д.Г. Баранов, А.П. Виноградов, К.Р. Симовский, И.С. Нефедов, С.А. Третьяков, ЖЭТФ, **141** (4), 650 (2012). [D.G. Baranov, A.P. Vinogradov, K.R. Simovskii, I.S. Nefedov, S.A. Tret'yakov, JETP, **114** (4), 568 (2012). DOI: 10.1134/S106377611202001X].