

09,12,13

Ближнее поле терагерцевого излучения, прошедшего через плоскую нецентросимметричную решетку

© Е.Л. Ивченко¹, М.И. Петров^{2,3}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский академический университет РАН, Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: ivchenko@coherent.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 11 марта 2014 г.)

Рассмотрено прохождение терагерцевой (THz) волны через решетку металлических полосок, нанесенных на плоскую поверхность диэлектрической среды. Предполагается, что элементарная ячейка латеральной решетки не имеет центра пространственной инверсии, и период решетки считается малым по сравнению с длиной волны излучения. Найденные амплитуды и фазы пространственных гармоник прошедшей волны в области ближнего поля использованы для расчета компонент тензора параметров асимметрии, ответственных за генерацию фототоков в легированной квантовой яме, встроенной в рассматриваемую систему без центра инверсии. Установлено, что при высоте полосок, превышающей глубину скин-слоя, параметры прошедших пространственных гармоник очень слабо зависят от высоты. Показано, что металлическая решетка обладает сильным двулучепреломляющим свойством и излучение, поляризованное циркулярно или линейно под углом 45° к главным осям латеральной решетки, индуцирует суперпозицию фототоков, обусловленных эффектами циркулярного и линейного электронного хруповика.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00168 и 12-02-31920, гранта Президента РФ НШ-1085.2014.2, а также при государственной финансовой поддержке ведущих университетов РФ (субсидия 074-U01).

1. Введение. Постановка задачи

Кристаллы или периодические структуры без центра инверсии обладают неотъемлемым, фундаментальным свойством: в них возникают направленные макроскопические потоки частиц при воздействии на эти частицы переменной силы с нулевым средним значением. Если отсутствие центра инверсии обусловлено микроскопической структурой системы, как в случае кристалла или полупроводниковой квантовой ямы, то генерацию постоянного электрического тока под действием однородного освещения называют фотогальваническим (или фотовольтаическим) эффектом [1,2]. Если же речь идет об искусственно приготовленных нецентросимметричных периодических объектах в физике твердого тела или нецентросимметричных объектах в химии и биологии, то говорят об эффекте электронного хруповика (рэтчет-эффект), при этом рассматривают переменное воздействие на систему как периодической силы, так и стохастического возмущения [3,4]. В физике двумерных твердотельных систем электронный хруповик создается введением плоских периодических антиточек в форме направленных треугольников или полудисков [5–9], нанесением на покрывающий слой квантовой ямы или графена периодической нецентро-

симметричной решетки протравленных канав или металлических пальцев [10–13] или созданием двумерного канала с периодическим асимметричным решеточным затвором [14–17]. При этом период решетки много меньше длины электромагнитной волны. В работах [10–13] при расчете фототока, генерируемого терагерцевым (THz) излучением, учитывались (а) статический периодический потенциал $V(x)$, действующий на двумерные электроны и возникающий из-за наличия структурированной поверхности покрывающего слоя, и (б) модуляция ближнего электрического поля $E(x)$ с периодом сверхрешетки (x — направление периодичности). В рассмотренном механизме компоненты фототока \mathbf{j} , генерируемого при нормальном падении света на структуру, пропорциональны среднему по пространственному периоду

$$j_\lambda = \Lambda_{\lambda\nu\eta} E_\nu(x) E_\eta^*(x) \frac{dV(x)}{dx}, \quad (1)$$

где $E_\nu(x)$ — (комплексная) амплитуда электрического поля световой волны, действующего на двумерные электроны и зависящего от x из-за эффектов ближнего поля. Расчет компонент тензора третьего ранга Λ проводился в работах [11,13], в данной работе мы сосредоточимся на расчете усредненного по периоду произведения трех

полей в (1), которое удобно представить в виде

$$\overline{E_v(x)E_{\eta}^*(x)\frac{dV(x)}{dx}} = \mathcal{R}_{v\eta}E_v^{(0)}E_{\eta}^{(0)*}, \quad (2)$$

$$\mathcal{R}_{v\eta} = \overline{\mathcal{E}_v(x)\mathcal{E}_{\eta}^*(x)\frac{dV(x)}{dx}},$$

где $E_v^{(0)}$ — амплитуда электрического поля падающей на структуру электромагнитной волны, $\mathcal{E}_v(x)$ — электрическое поле в области, занимаемой двумерным электронным газом, при единичной (положительной) амплитуде падающей волны.

Будучи периодической функцией координаты x , поле $\mathcal{E}_v(x)$ разлагается в ряд Фурье:

$$\mathcal{E}_v(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_{v,m}e^{imKx}, \quad (3)$$

где m — целые числа, $K = 2\pi/d$, d — период решетки. Аналогичное разложение электронного периодического потенциала имеет вид

$$V(x) = \sum_{n=1}^{\infty} V_n \cos(nKx + \varphi_{V,n}). \quad (4)$$

Для определенности мы рассмотрим здесь вклад в тензор коэффициентов асимметрии $\mathcal{R}_{v\eta}$, пропорциональный произведению амплитуд нулевой и n -ой ($n \neq 0$) гармоник электрического поля. Этот вклад можно представить в виде суммы

$$\mathcal{R}_{v\eta} = \frac{K}{2} \sum_{n=1}^{\infty} nV_n \xi_{v\eta;n},$$

где $\xi_{v\eta;n}$ — комплексные безразмерные параметры асимметрии со следующими вещественной и мнимой частями

$$\begin{aligned} \xi'_{v\eta;n} &= Q_{\eta,v;v,0}^+ + Q_{v,0;\eta,-n}^+ + Q_{v,n;\eta,0}^+ + Q_{\eta,0;v,-n}^+, \\ \xi''_{v\eta;n} &= Q_{\eta,v;v,0}^- - Q_{v,0;\eta,-n}^- - Q_{v,n;\eta,0}^- + Q_{\eta,0;v,-n}^-, \end{aligned} \quad (5)$$

$$Q_{\eta,n;v,0}^+ = |\mathcal{E}_{\eta,n}\mathcal{E}_{v,0}| \sin(\varphi_{\eta,n} - \varphi_{v,0} - \varphi_{V,n}),$$

$$Q_{\eta,0;v,-n}^+ = |\mathcal{E}_{\eta,0}\mathcal{E}_{v,-n}| \sin(\varphi_{\eta,0} - \varphi_{v,-n} - \varphi_{V,n}),$$

$$Q_{\eta,n;v,0}^- = |\mathcal{E}_{\eta,n}\mathcal{E}_{v,0}| \cos(\varphi_{\eta,n} - \varphi_{v,0} - \varphi_{V,n}),$$

$$Q_{\eta,0;v,-n}^- = |\mathcal{E}_{\eta,0}\mathcal{E}_{v,-n}| \cos(\varphi_{\eta,0} - \varphi_{v,-n} - \varphi_{V,n})$$

и $\varphi_{\eta,n} = \arg\{\mathcal{E}_{\eta,n}\}$. Таким образом, фототоки, возбуждаемые в электронном хрупике, определяются набором безразмерных полевых параметров асимметрии $\xi'_{v\eta;n}$, $\xi''_{v\eta;n}$.

При расчете коэффициентов $\xi'_{v\eta;n}$, $\xi''_{v\eta;n}$ мы будем пользоваться двумя методами: методом Фурье-гармоник [18,19], являющимся точным решением задачи дифракции электромагнитных волн на периодической решетке, и приближенным методом поверхностных токов [20], который, как будет показано, в рассматриваемом диапазоне параметров хорошо согласуется с точным расчетом.

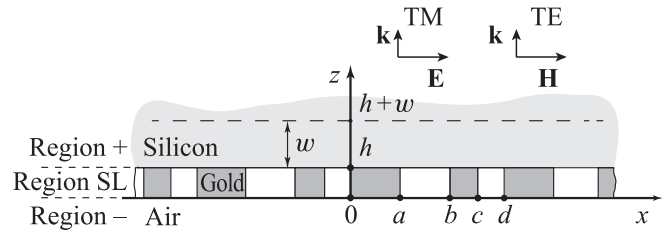


Рис. 1. Металлическая решетка, не обладающая центром инверсии ($a \neq c - b$; $b - a \neq d - c$) и расположенная на границе раздела двух сред „-“ и „+“.

На рис. 1 изображена схема изучаемой структуры. Рассматривается нормальное падение поляризованной (ТЕ или ТМ) монохроматической электромагнитной волны с амплитудой $E^{(0)}$ на нецентросимметричную металлическую решетку, имеющую период d и образованную из металлических полосок высотой h и чередующейся шириной $d_1 \equiv a$ и $d_3 = c - b$ с неравными зазорами $d_2 = b - a$ и $d_4 = d - c$ между пластинами. Решетка (область SL) находится на границе раздела воздуха (область „-“ с $z < 0$ и зазоры $0 < z < h$) и материала подложки с показателем преломления n_s (область „+“ с $h < z$). Целью настоящей работы является нахождение ближнего электрического поля прошедшей волны на плоскости, отстоящей от решетки на глубину w , и расчет коэффициентов (5).

2. Процедура и результаты точного расчета

Поясним процедуру расчета на примере дифракции ТЕ-поляризованной волны, для которой электрическое поле ориентировано по оси y и удовлетворяет волновому уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_y(x, z)}{\partial x^2} + \varepsilon(x, z)k_0^2 E_y(x, z) = 0, \quad (6)$$

где $k_0 = \omega/c$, ω — частота света, c — его скорость в вакууме, $\varepsilon(x, z)$ — локальная диэлектрическая проницаемость среды. Оба метода расчета, точный и приближенный, основаны на представлении решения уравнения (6) в средах „-“ и „+“ в виде разложения Рэлея

$$\begin{aligned} E_y^-(x, z) &= E_y^{(0)}e^{ik_0z} + \sum_{m=-\infty}^{\infty} R_m e^{i(mKx - k_{zm}^-z)}, \\ E_y^+(x, z) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} T_m e^{i(mKx + k_{zm}^+z)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$k_{zm}^- = \sqrt{k_0^2 - (mK)^2}, \quad k_{zm}^+ = \sqrt{(n_s k_0)^2 - (mK)^2},$$

первый член в выражении для E_y^- представляет нормально падающую на решетку плоскую волну с волновым вектором $(0, 0, k_0)$ и амплитудой $E_y^{(0)}$, слагаемые

с суммами описывают дифрагированные волны m -ого порядка, отраженные с амплитудами R_m и прошедшие с амплитудами T_m .

Отличие в точном и приближенном методах, используемых в этой работе, состоит в отыскании решения внутри дифракционной решетки, т.е. при $0 < z < h$ (область SL на рис. 1). В случае точного метода Фурье-гармоник поле в области SL ищется в виде разложения по собственным волнам $E_y^{(SL)}(x; \gamma^2) e^{i\gamma z}$ в среде, в которой края 0 и h передвинуты до $-\infty$ и ∞ , так что она однородна вдоль оси z . Здесь $E_y^{(SL)}(x; \gamma^2)$ — блоховская периодическая амплитуда, γ^2 — собственное число уравнения

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \gamma^2 + \varepsilon(x) \right] E_y^{(SL)}(x; \gamma^2) = 0,$$

где функция $\varepsilon(x)$ не зависит от z , а ее зависимость от x такая же, как у диэлектрической проницаемости $\varepsilon(x, z)$ в области SL . Пронумеруем собственные числа γ^2 индексом k и представим решение $E_y^{(SL)}(x; \gamma_k^2)$ в виде суммы $\sum_m A_{km} e^{imKx}$, где коэффициенты A_{km} определенным образом нормированы. Тогда поле в области SL принимает

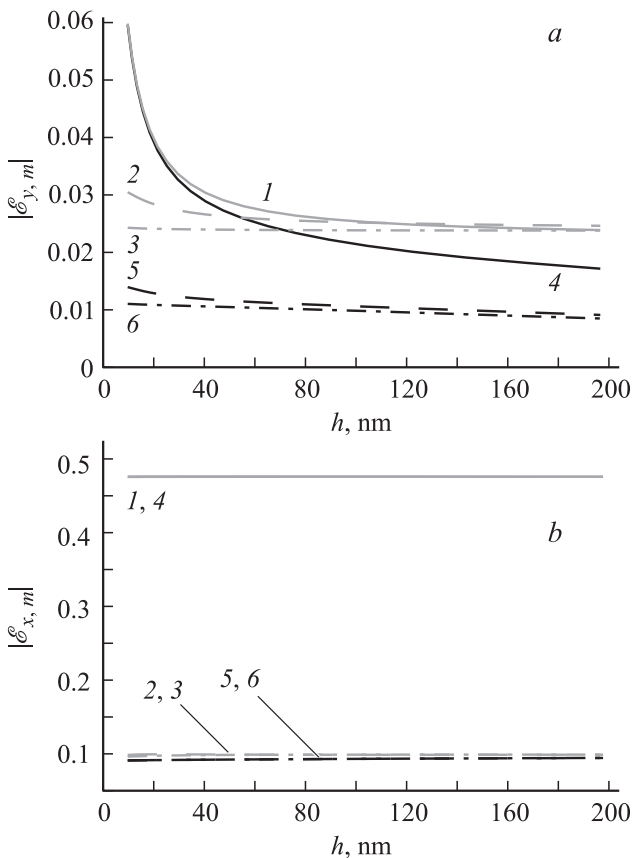


Рис. 2. Абсолютные значения амплитуд электрического поля $E_{y,m}^+$ (a) и $E_{x,m}^+$ (b), рассчитанные с помощью точного метода Фурье-гармоник для $m = 0$ (кривая 1), 1 (кривая 2) и -1 (кривая 3) и приближенного метода поверхностных токов, кривые 4, 5 и 6 соответственно. Расчет проведен для ТНz-излучения с длиной волны $\lambda = 100 \mu\text{m}$.

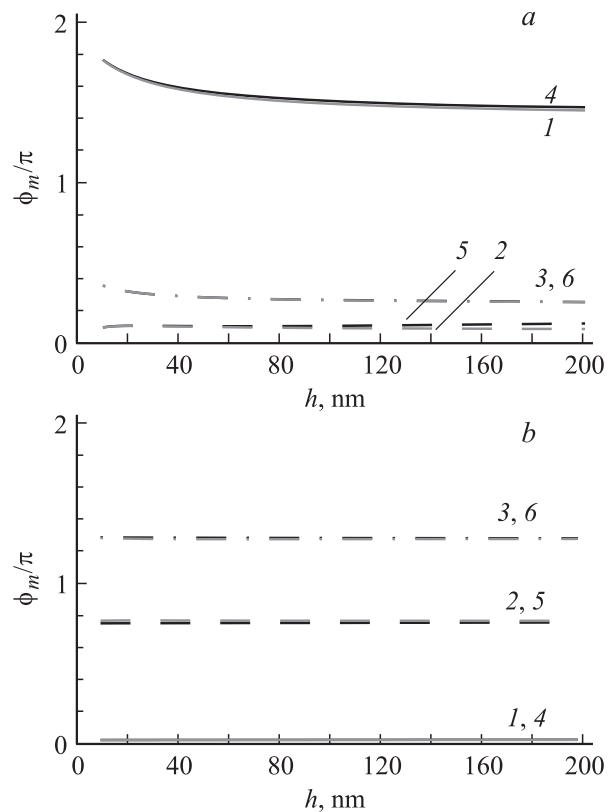


Рис. 3. Фазы гармоник поля $E_{y,m}$ (a) и $E_{x,m}$ (b), полученные для гармоник $m = 0, 1$ и -1 с помощью точного решения методом Фурье-гармоник, кривые 1, 2 и 3 соответственно, и приближенного метода поверхностных токов, кривые 4, 5 и 6 соответственно.

вид разложения

$$E_y^{(SL)}(x, z) = \sum_k (c_k^+ e^{i\gamma_k z} + c_k^- e^{-i\gamma_k z}) \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_{km} e^{imKx},$$

где c_k^\pm — произвольные постоянные общего решения. На плоскостях $z = 0$ и $z = h$ накладываются граничные условия для тангенциальных составляющих электрического (E_y) и магнитного ($\mathbf{B} \perp y$) полей

$$E_y^-(x, 0) = E_y^{(SL)}(x, 0), \quad B_x^-(x, 0) = B_x^{(SL)}(x, 0),$$

$$E_y^{(SL)}(x, h) = E_y^+(x, h), \quad B_x^{(SL)}(x, h) = B_x^+(x, h).$$

Искомые амплитуды T_m, R_m находятся с помощью алгоритма S -матриц [18].

На рис. 2 и 3 изображены модули и фазы электрического поля для трех пространственных гармоник $m = 0, 1$ и -1 в прошедшей волне с длиной волны $100 \mu\text{m}$ на глубине $w = 30 \text{ nm}$ в зависимости от высоты h . Расчет проводился для излучения с длиной волны $\lambda = 100 \mu\text{m}$, падающего нормально на структуру с геометрическими параметрами $a = 2 \mu\text{m}$, $b = 4 \mu\text{m}$, $c = 5 \mu\text{m}$ и $d = 6 \mu\text{m}$, обозначения введены на рис. 1.

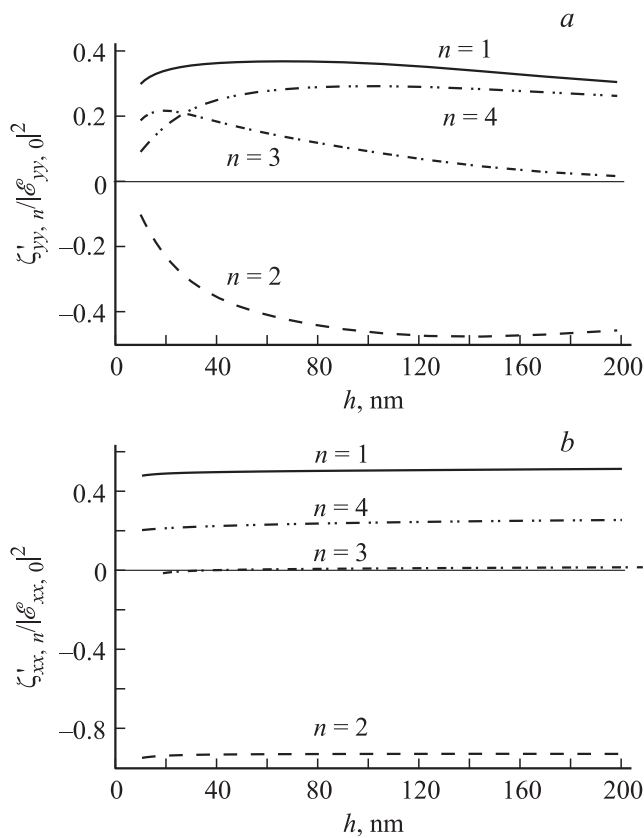


Рис. 4. Параметры асимметрии $\zeta'_{yy, n}$ (a) и $\zeta'_{xx, n}$ (b), вычисленные с помощью метода Фурье-гармоник для $n = 1-4$.

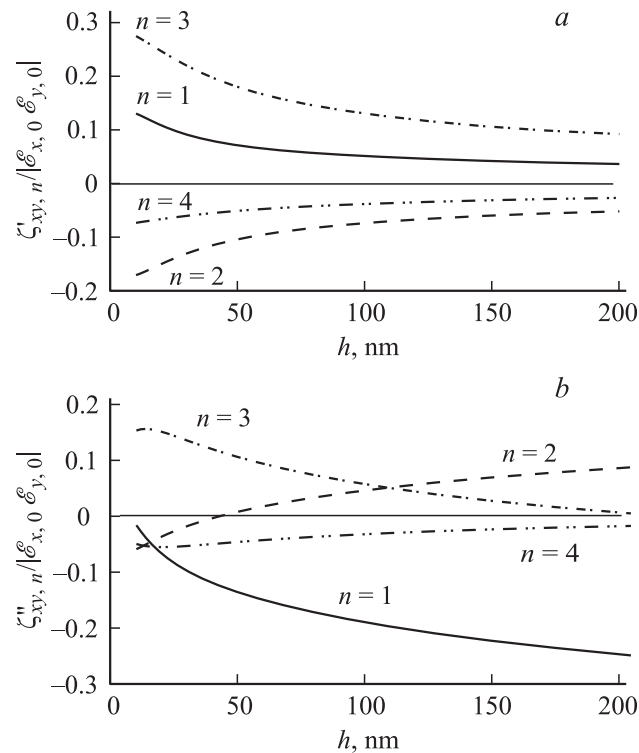


Рис. 5. Параметры асимметрии $\zeta''_{xy, n}$ (a) и $\zeta''_{yx, n}$ (b), вычисленные с помощью метода Фурье-гармоник для $n = 1-4$.

Заметим, что значение $w = 30$ nm выбрано для определенности, хотя структура ближнего поля с учетом гармоник $m = 0, \pm 1, \dots, \pm M$ не зависит от координаты z при $w \ll d/M$. При расчете использовались значение показателя преломления $n_s = 3.33$ (кремний) и формула Друде для частотной дисперсии диэлектрической проницаемости металла

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} \quad (8)$$

с параметрами $\hbar\omega_p = 8.5$ eV, $\gamma^{-1} = 14$ fs (золото, [21]). Предполагалось, что электронный периодический потенциал $V(x)$ обусловлен наличием на поверхности металлических полосок и его можно аппроксимировать функцией

$$V(x) = \mathcal{V}\theta(x), \quad (9)$$

где \mathcal{V} — параметр системы, $\theta(x) = 1$ в области полосок и $\theta(x) = 0$ вне полосок. В этом случае амплитуда V_n и фаза $\varphi_{V, n}$ в разложении (4) определяются соотношением $V_n e^{i\varphi_{V, n}} = 2\mathcal{V}G_n$, где

$$G_n = e^{-i\pi n d_1/d} S_n(d_1/d) + e^{-i\pi n [2(d_1+d_2)+d_3]/d} S_n(d_3/d), \quad (10)$$

$S_n(u) = \sin(\pi n u)/\pi n$. При выбранной для расчета ширине металлических полосок и зазоров между ними получаем значения фаз потенциала

$$\begin{aligned} \varphi_{V, 1} &= -\frac{\pi}{6}, & \varphi_{V, 2} &= -\frac{5\pi}{6}, \\ \varphi_{V, 3} &= \frac{3}{2}\pi, & \varphi_{V, 4} &= -\frac{\pi}{6}, \dots \end{aligned} \quad (11)$$

Зависимость параметров асимметрии от h для четырех гармоник $n = 1 \dots 4$ показана на рис. 4 и 5.

3. Приближенный метод поверхностных токов

В этом методе высота полосок h считается малой и допускающей граничные условия Максвелла на границе сред „-“ и „+“, это главное приближение и ограничение метода. Область SL на рис. 1 заменяется эффективной плоскостью, в которой электрическое поле электромагнитной волны вызывает переменный двумерный ток с плотностью $\mathbf{j}_\omega(x)$, связанный с составляющей поля $\mathbf{E}(x, z = 0)$, лежащей в плоскости (x, y) , законом Ома

$$\mathbf{j}_\omega(x) = \theta(x)\sigma_{2D}(\omega)\mathbf{E}_\parallel(x, 0), \quad (12)$$

где ω — частота, $\sigma_{2D}(\omega) = \sigma(\omega)h$, $\sigma(\omega)$ — трехмерная проводимость материала полоски, связанная с диэлектрической проницаемостью $\epsilon(\omega)$ соотношением

$$\sigma(\omega) = -i \frac{\omega}{4\pi} [\epsilon(\omega) - 1]. \quad (13)$$

Поля в областях „-“ и „+“ сшиваются на плоскости $z = 0$ условиями непрерывности тангенциальной составляющей электрического вектора, $\mathbf{E}(x, +0) = \mathbf{E}(x, -0)$,

и разрыва тангенциальной составляющей магнитного вектора

$$B_x(x, +0) - B_x(x, -0) = \frac{4\pi}{c} j_{\omega,y}(x),$$

$$B_y(x, +0) - B_y(x, -0) = -\frac{4\pi}{c} j_{\omega,x}(x). \quad (14)$$

Приведем окончательные формулы для амплитуд полей $\mathcal{E}_{x,m}$ и $\mathcal{E}_{y,m}$ в разложении (3)

$$\mathcal{E}_{x,m} = \frac{2}{n_s + 1} (\hat{\Lambda}_{\text{TM}}^{-1})_{m0}, \quad \mathcal{E}_{y,m} = \frac{2}{n_s + 1} (\hat{\Lambda}_{\text{TE}}^{-1})_{m0}, \quad (15)$$

где

$$\Lambda_{\text{TM},mm'} = \delta_{mm'} + \frac{4\pi\sigma_{2D}(\omega)}{c} \frac{k_{zm}^- k_{zm}^+}{k_0(n_s^2 k_{zm}^- + k_{zm}^+)} G_{mm'},$$

$$\Lambda_{\text{TE},mm'} = \delta_{mm'} + \frac{4\pi\sigma_{2D}(\omega)}{c} \frac{k_0}{k_{zm}^- + k_{zm}^+} G_{mm'}, \quad (16)$$

$G_{mm'} = G_{m-m'}$, Фурье-компоненты G_n введены в (10). Заметим, что матрица, обратная по отношению к бесконечной матрице $G_{mm'}$, не определена. Действительно, введем матрицу

$$\mathcal{G}_{mm'} = \lambda \delta_{mm'} + G_{mm'},$$

где число λ отлично от -1 . Учитывая тождество

$$\sum_{m''} G_{m-m''} G_{m''-m'} = G_{m-m'},$$

находим

$$\hat{\mathcal{G}}^{-1} = \frac{1}{\lambda} \left(\hat{I} - \frac{1}{1+\lambda} \hat{G} \right),$$

где \hat{I} — единичная матрица с компонентами $\delta_{mm'}$. Видно, что при $\lambda \rightarrow 0$ матрица $\hat{\mathcal{G}}^{-1}$ расходится. Из-за особенности матрицы $G_{mm'}$ расчет обратных матриц (16) требует учета большого числа пространственных гармоник. Тем не менее, приближенный метод поверхностных токов служит удобным способом проверки точного решения: как следует из полученных результатов, имеются области параметров, где оба метода дают совпадающие результаты, что не может быть случайным совпадением.

4. Обсуждение результатов

На рис. 2 представлены результаты расчета амплитуд ближнего поля для ТЕ- и ТМ-мод, полученные с помощью точного и приближенного методов. Обращает на себя внимание, что для ТМ-волны результаты обоих методов практически совпадают, тогда как для ТЕ-волны кривые 4, 5, 6 заметно отличаются от кривых 1, 2, 3. Что касается фазы гармоник с $m = 0, \pm 1$, рис. 3, то оба метода дают идентичные результаты для обоих типов волн. Зависимость параметра асимметрии от длины волны проиллюстрирована на рис. 6.

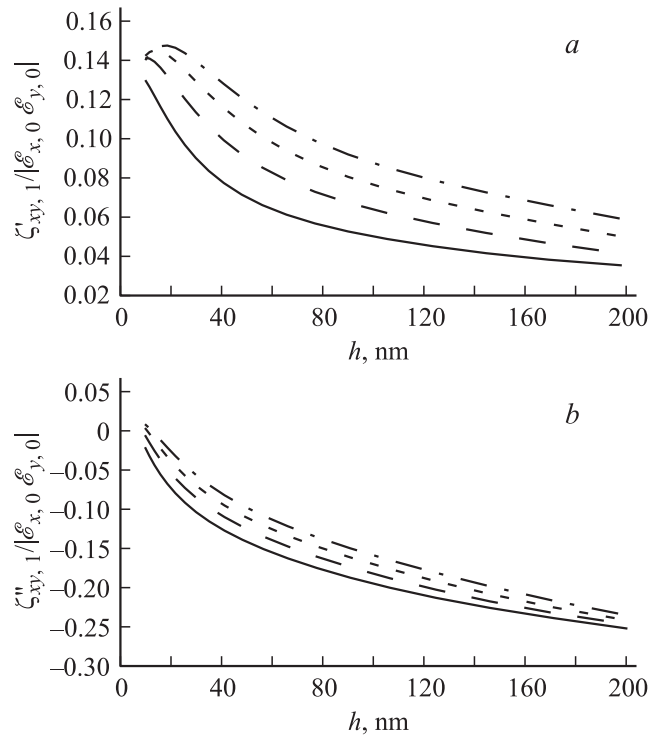


Рис. 6. Нормированные параметры асимметрии $\xi'_{xy,1}$ (a) и $\xi''_{xy,1}$ (b), вычисленные с помощью метода Фурье-гармоник для четырех различных длин волны падающего излучения: $100 \mu\text{m}$ (сплошная кривая), $150 \mu\text{m}$ (штриховая кривая), $200 \mu\text{m}$ (пунктир) и $250 \mu\text{m}$ (штрихпунктир).

В отсутствие металлической решетки амплитудный коэффициент пропускания составляет $t_s = 2/(n_s + 1) \approx 0.46$. Так как при $\lambda = 100 \mu\text{m}$ глубина скин-слоя δ металлической пластины с диэлектрической проницаемостью (8) составляет 58 nm , латеральная решетка с высотой $h \geq \delta \text{ nm}$ не может считаться слабым возмущением. Особенно она сказывается на прохождении ТЕ-волны: амплитуда волны $\mathcal{E}_{x,m}$ с $m = 0$ падает более чем на порядок и амплитуды дифрагированных волн с $m = \pm 1$ сопоставимы с $\mathcal{E}_{x,0}$. Отметим, что для волны ТМ-поляризации, несмотря на появление дифрагированных гармоник $\mathcal{E}_{y,m}$ с $m \neq 0$, ни амплитуда, ни фаза прошедшей компоненты с $m = 0$ особых изменений не претерпевает. Качественно этот результат можно понять в грубой модели, в которой слой SL заменяется однородной средой с эффективной диэлектрической проницаемостью ϵ_{eff} . Для ТЕ-волны проницаемость ϵ_{eff} получается усреднением диэлектрических проницаемостей металла $\epsilon_{\text{metal}} = \epsilon(\omega)$ и воздуха $\epsilon_{\text{air}} = 1$ и при сопоставимых ширинах полосок d_j ($j = 1, \dots, 4$) определяется большей величиной ϵ_{metal} , поэтому в нулевом порядке дифракции решетку можно рассматривать как тонкий металлический слой, хорошо отражающий падающее излучение. Для ТМ-волны величина ϵ_{eff} получается усреднением обратных диэлектрических проницаемостей ϵ_{metal} и ϵ_{air} и определяется в основном диэлектрической проницаемостью воздуха, поэтому решетка эквивалентна тонкому

диэлектрическому слою с малыми потерями и большим пропусканием. Естественно, отмеченная сильная анизотропия системы сказывается на различии дифракции ТЕ- и ТМ-волн не только в нулевом, но и ненулевом порядках, хотя различие $\mathcal{E}_{x,\pm 1}$ и $\mathcal{E}_{y,\pm 1}$ не такое сильное, как между $\mathcal{E}_{x,0}$ и $\mathcal{E}_{y,0}$.

Как следует из представленных рисунков 2 и 3, в диапазоне высот $h = 40\text{--}200\ \mu\text{m}$ параметры прошедшего излучения практически не зависят от h . Анализ структуры полей внутри металлических полосок показывает, что в указанной области значений h возбуждаются только приповерхностные области металлических полосок. Так как $h \ll d_j$, то переменные поверхностные токи на частоте $\omega = 2\pi c/\lambda$ не зависят от h , что объясняет нечувствительность прошедшего излучения к h . Если в структуре без металлической решетки ($h = 0$) разность фаз прошедших ТЕ- и ТМ-волн равна нулю, то в структуре с $h > 10\ \text{nm}$ эта разность фаз составляет $\approx 1.6\pi$ из-за сильного влияния решетки не только на амплитуду, но и на фазу прошедшей ТЕ-волны.

5. Двухлучепреломляющий эффект латеральной решетки

Отличие от нуля мнимой части $\xi_{xy;n}$, а значит и мнимой части \mathcal{R}_{xy} , обусловлено двухлучепреломляющим эффектом латеральной решетки: при прохождении решетки у ТМ-волны ($\mathbf{E}^{(0)} \parallel x$) и ТЕ-волны ($\mathbf{E}^{(0)} \parallel y$) набегают разные фазы, в результате свет, поляризованный линейно под углом 45° к оси x , приобретает циркулярную поляризацию и наоборот. Для анализа влияния этого эффекта на фототоки введем аналогично [13] параметры

$$\begin{aligned} \chi_0 &= \frac{\Lambda_{xx} + \Lambda_{yy}}{2}, & \chi_L &= \frac{\Lambda_{xx} - \Lambda_{yy}}{2}, \\ \tilde{\chi}_0 &= \frac{\Lambda_{xy} + \Lambda_{yx}}{2}, & \gamma &= -i \frac{\Lambda_{xy} - \Lambda_{yx}}{2}, \end{aligned} \quad (17)$$

описывающие фототоки при возбуждении соответственно неполяризованным, линейно поляризованным в осях x, y или в осях x', y' , повернутых на 45° вокруг оси z , и циркулярно поляризованным. В обозначениях (2), (17) компоненты фототока j_x, j_y записываются в виде

$$\begin{aligned} j_x &= \chi_0 (\mathcal{R}_{xx} |E_x^{(0)}|^2 + \mathcal{R}_{yy} |E_y^{(0)}|^2) \\ &\quad + \chi_L (\mathcal{R}_{xx} |E_x^{(0)}|^2 - \mathcal{R}_{yy} |E_y^{(0)}|^2), \\ j_y &= \tilde{\chi}_L^{\text{eff}} (E_x^{(0)} E_y^{(0)*} + E_y^{(0)} E_x^{(0)*}) \\ &\quad + \gamma^{\text{eff}} i (E_x^{(0)} E_y^{(0)*} - E_y^{(0)} E_x^{(0)*}), \end{aligned} \quad (18)$$

где

$$\tilde{\chi}_L^{\text{eff}} = \mathcal{R}'_{xy} \tilde{\chi}_L - \mathcal{R}''_{xy} \gamma, \quad \gamma^{\text{eff}} = \mathcal{R}''_{xy} \tilde{\chi}_L + \mathcal{R}'_{xy} \gamma.$$

Напомним, что комбинации $E_x^{(0)} E_y^{(0)*} + E_y^{(0)} E_x^{(0)*}$ и $i(E_x^{(0)} E_y^{(0)*} - E_y^{(0)} E_x^{(0)*})$ представляют произведения $\tilde{P}_L^{(0)} |\mathbf{E}^{(0)}|^2$ и $P_{\text{circ}}^{(0)} |\mathbf{E}^{(0)}|^2$, где $\tilde{P}_L^{(0)}$ — степень линейной поляризации в осях x', y' , $P_{\text{circ}}^{(0)}$ — степень циркулярной поляризации исходного излучения. Как следует из (18),

оба коэффициента $\tilde{\chi}_L, \gamma$, вносят вклад как в линейный фототок, пропорциональный $\tilde{P}_L^{(0)}$, так и в циркулярный фототок, пропорциональный P_{circ} . Аналогичный эффект суперпозиции возникает в неструктурированной системе при наклонном падении света [22].

Как видно из рис. 5, в структуре с выбранными для расчета ширинами металлических полосок и зазоров между ними и при высоте $h \sim 100\ \text{nm}$ мнимая часть параметра асимметрии $\xi_{xy;1}$ в несколько раз превышает реальную часть. Учет рассчитанных значений амплитуд и фаз прошедших волн при $m = 0, \pm 1$, см. рис. 2 и 3, и значения $\varphi_{v,1} = -\pi/6$ показывает, с чем связано это неравенство: в выражениях (5) можно ограничиться первыми двумя слагаемыми, пропорциональными большой амплитуде $|\mathcal{E}_{x,0}|$, при этом в выражении для $\xi'_{xy;1}$ эти слагаемые компенсируют друг друга, а для $\xi''_{xy;1}$ такой компенсации не происходит. Согласно рис. 6 с ростом длины волны излучения роль компенсации уменьшается и величина $|\xi'_{xy;1}/\mathcal{E}_{x,0}\mathcal{E}_{y,0}|$ растет, тогда как модуль $|\xi''_{xy;1}/\mathcal{E}_{x,0}\mathcal{E}_{y,0}|$ незначительно уменьшается.

6. Заключение

Теоретически исследовано прохождение нормально падающей ТГц-волны через нецентросимметричную решетку металлических полосок, нанесенных на поверхность диэлектрического или полупроводникового материала. Период латеральной решетки считается малым по сравнению с длиной волны излучения. Найдены амплитуды и фазы пространственных гармоник прошедшей волны в области ближнего поля, т.е. вблизи поверхности, что позволило рассчитать диагональные и недиагональные компоненты тензора параметров асимметрии, ответственных за генерацию фототоков в легированной квантовой яме, встроенной в рассматриваемую систему без центра инверсии. При высоте полосок h , превышающей глубину скин-слоя, параметры прошедших пространственных гармоник слабо зависят от h . Амплитуда нулевой гармоники ТМ-волны $\mathcal{E}_{x,0}$ более чем на порядок превышает амплитуду ТЕ-волны $\mathcal{E}_{y,0}$, тогда как амплитуды ТМ- и ТЕ-гармоник первого порядка отличаются всего в несколько раз. Поэтому по величине фототоки, зависящие от знака циркулярной поляризации (циркулярный рэтчет-эффект) или степени линейной поляризации (линейный рэтчет-эффект) в осях, развернутых под углом $\pm 45^\circ$ относительно направления металлических полосок, и пропорциональные произведению $|\mathcal{E}_{x,0} \parallel \mathcal{E}_{y,\pm 1}|$, не является слишком малыми по сравнению с фототоком, не зависящим от поляризации излучения или пропорциональным степени линейной поляризации в главных осях решетки. Установлено, что металлическая решетка обладает сильным двухлучепреломляющим свойством и излучение, поляризованное циркулярно или линейно под углом 45° , индуцирует суперпозицию фототоков, обусловленных эффектами циркулярного и линейного электронного хравовика. В общем случае соотношение между коэффициентами этой суперпозиции (\mathcal{R}'_{xy} и \mathcal{R}''_{xy}) произвольно.

Выражаем благодарность С.Д. Ганичеву и Л.Е. Голубу за полезное обсуждение рукописи.

Список литературы

- [1] В.И. Белиничер, Б.И. Стурман. УФН **130**, 415 (1980).
- [2] Б.И. Стурман, В.М. Фридкин. Фотогальванический эффект в средах без центра симметрии и родственные явления. М., Наука (1992).
- [3] P. Reimann. Phys. Rep. **361**, 57 (2002).
- [4] Ratchets and Brownian Motors: Basics, Experiments and Applications / Ed. H. Linke. Special issue Appl. Phys. A **75**, 167–352 (2002).
- [5] A. Lorke, S. Wimmer, B. Jäger, J.P. Kotthaus, W. Wegscheider, M. Bichler. Physica B **249–251**, 312 (1998).
- [6] A.M. Song, P. Omling, L. Samuelson, W. Seifert, I. Shorubalko, H. Zirath. Appl. Phys. Lett. **79**, 1357 (2001).
- [7] S. Sassine, Yu. Krupko, J.-C. Portal, Z.D. Kvon, R. Murali, K.P. Martin, G. Hill, A.D. Wieck. Phys. Rev. B **78**, 045 431 (2008).
- [8] A.D. Chepelianskii, M.V. Entin, L.I. Magarill, D.L. Shepelyansky. Eur. Phys. J. B **56**, 323 (2007); Phys. Rev. E **78**, 041 127 (2008).
- [9] L. Ermann, D.L. Shepelyanskya. Eur. Phys. J. B **79**, 357 (2011).
- [10] P. Olbrich, E.L. Ivchenko, R. Ravash, T. Feil, S.D. Danilov, J. Allerdings, D. Weiss, D. Schuh, W. Wegscheider, S.D. Ganichev. Phys. Rev. Lett. **103**, 090 603 (2009).
- [11] P. Olbrich, J. Karch, E.L. Ivchenko, J. Kamann, B. März, M. Fehrenbacher, D. Weiss, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B **83**, 165 320 (2011).
- [12] E.L. Ivchenko, S.D. Ganichev. Письма в ЖЭТФ **93**, 752 (2011).
- [13] A.V. Nalitov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko. Phys. Rev. B **86**, 115 301 (2012).
- [14] V.V. Popov, D.V. Fateev, T. Otsuji, Y.M. Meziani, D. Coquillat, W. Knap. Appl. Phys. Lett. **99**, 243 504 (2011).
- [15] T. Otsuji, T. Watanabe, S.A. Boubanga Tombet, A. Satou, W.M. Knap, V.V. Popov, M. Ryzhii, V. Ryzhii. IEEE Trans. THz Sci. & Technol. **3**, 63 (2013).
- [16] V.V. Popov. Appl. Phys. Lett. **102**, 253 504 (2013).
- [17] T. Watanabe, S.A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, D. Fateev, V. Popov, D. Coquillat, W. Knap, Y.M. Meziani, Yuye Wang, H. Minamide, H. Ito, T. Otsuji. IEEE Sensors J. **13**, 89 (2013).
- [18] L. Li. J. Opt. Soc. Am. A **13**, 9, 1870 (1996).
- [19] Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications / Eds J. Turunen, F. Wyrowski. Wiley-VCH (1998). P. 440.
- [20] Д.В. Фатеев, В.В. Попов, M.S. Shur. ФТТ **44**, 1455 (2010).
- [21] R.L. Olmon, B. Slovick, T.W. Johnson, D. Shelton, Sang-Hyun Oh, G.D. Boreman, M.B. Raschke. Phys. Rev. B **86**, 235 147 (2012).
- [22] P. Olbrich, C. Drexler, L.E. Golub, S.N. Danilov, V.A. Shalygin, R. Yakimova, S. Lara-Avila, S. Kubatkin, B. Redlich, R. Huber, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B **88**, 245 425 (2013).