

# Сверхширокополосная антенна ближнего поля для применения в терагерцовой плазмонике

© О.В. Полищук<sup>\*†¶</sup>, В.В. Попов<sup>\*†¶</sup>, В. Кнап<sup>•</sup>

<sup>\*</sup> Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 410019 Саратов, Россия

<sup>†</sup> Саратовский государственный университет, 410012 Саратов, Россия

<sup>•</sup> Laboratoire Charles Coulomb, UMR 5221, Université Montpellier 2 and CNRS, Montpellier, France

(Получена 23 мая 2014 г. Принята к печати 15 июня 2014 г.)

Предложен новый тип сверхширокополосной антенны ближнего поля для терагерцовых частот. Данная антенна представляет собой короткопериодическую планарную металлическую решетку. Теоретически показано, что при облучении короткопериодической решеточной антенны плоской однородной терагерцовой волной вблизи металлической решетки возбуждается сильно неоднородное в плоскости решетки ближнее электрическое поле. При этом амплитуда возбуждаемого неоднородного ближнего электрического поля практически не зависит от частоты во всем терагерцовом диапазоне частот. Выполнено численное моделирование возбуждения плазменных колебаний в двумерной электронной системе с помощью исследуемой антенны в режимах резонансного и нерезонансного плазмонного отклика. Данный тип антенны может быть использован для создания сверхширокополосных плазмонных детекторов терагерцового излучения.

## 1. Введение

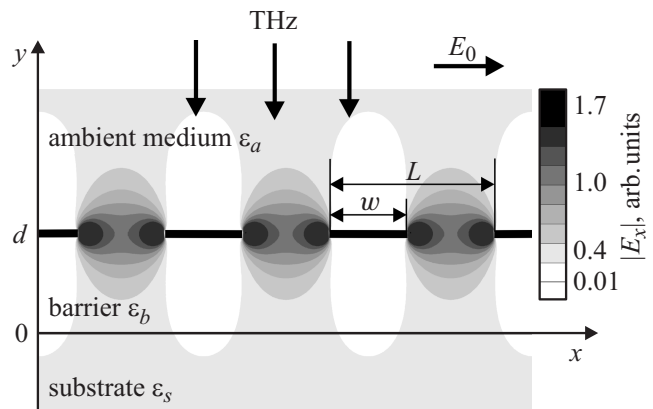
В последние годы интенсивно исследуются детекторы терагерцового (ТГц) излучения, работающие на основе плазмонных нелинейностей в двумерных электронных системах (2МЭС) [1,2]. Данные нелинейности возникают только при наличии мелкомасштабного пространственно неоднородного ближнего электрического поля, соответствующего возбуждению плазменных колебаний в 2МЭС [3,4]. Поскольку длина плазменной волны (плазмона) на 2–3 порядка величины короче, чем длина электромагнитной ТГц волны, для связи плазмонов в 2МЭС с внешним ТГц излучением необходимо использовать специальные антенные элементы, создающие сильное неоднородное ближнее электрическое поле в 2МЭС [5]. Как правило, такие антенны имеют достаточно резкую частотную характеристику [6], что существенно ограничивает широкополосность плазмонных ТГц детекторов.

Для возбуждения плазмонов в 2МЭС используются также решеточные элементы связи [4,7]. В данной работе теоретически исследованы частотно-полосовые свойства короткопериодической планарной металлической решетки (с периодом, много меньшим длины ТГц волны) в качестве антенны ближнего плазмонного поля в 2МЭС. Показано, что короткопериодическая металлическая решетка представляет собой крайне широкополосную антенну ближнего поля практически во всем ТГц диапазоне частот.

## 2. Метод решения

Рассмотрим падение плоской однородной электромагнитной волны на планарную металлическую ре-

шетку (рис. 1). Полоски решетки полагаются идеально проводящими и имеют нулевую толщину. Будем считать, что электрическое поле падающей волны  $E^{(0)} \exp[i(\omega t + k_y^{(0)}y)]$ , где  $\omega$  — круговая частота,  $k_y^{(0)} = k_0 = \omega/c$  и  $c$  — скорость света в вакууме, поляризовано поперек полос металлической решетки (вдоль оси  $x$ ). В рассматриваемой геометрии магнитное поле падающей волны, так же как и индуцированное магнитное поле, имеет только  $z$ -компоненты (ТМ поляризация), а индуцированное электрическое поле имеет  $E_x$ - и  $E_y$ -компоненты, связанные с магнитной компонентой индуцированного поля  $H_z$  уравнениями Максвелла. Двумерная электронная система расположена на диэлек-



**Рис. 1.** Исследуемая структура и система координат. Черные горизонтальные отрезки в плоскости  $y = d$  показывают положение металлических полосок решеточной антенны. На рисунок структуры нанесена карта распределения электрического поля, возбуждаемого вблизи решетки падающей ТГц волной, в отсутствие 2МЭС.

<sup>¶</sup> E-mail: polischuk.sfire@mail.ru

<sup>¶¶</sup> E-mail: popov\_slava@yahoo.co.uk

трической подложке с диэлектрической постоянной  $\varepsilon_s$  и отделена от решеточной антенны барьерным слоем толщиной  $d$  с диэлектрической постоянной материала барьерного слоя  $\varepsilon_b$ .

В силу периодичности структуры в  $x$ -направлении, индуцированное магнитное поле можно представить в виде ряда Фурье:

$$H_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_{zm}(y) \exp(-iq_m x), \quad (1)$$

где

$$H_{zm}(y) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} H_z(x, y) \exp(iq_m x) \quad (2)$$

— амплитуда  $m$ -й фурье-гармоники магнитного поля и  $q_m = 2\pi m/L$  ( $m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ). С использованием уравнения (1) и аналогичных формул для компонент индуцированного электрического поля система уравнений Максвелла в каждой среде записывается в фурье-представлении. Граничные условия для тангенциальных компонент электрического  $E_x$  и магнитного  $H_z$  полей записываются в фурье-представлении:

$$E_{xm}^{(b)}(0) = E_{xm}^{(s)}(0),$$

$$H_{zm}^{(b)}(0) - H_{zm}^{(s)}(0) = I_{xm}(0) \quad (3)$$

при  $y = 0$  и

$$E_{xm}^{(a)}(d) + E^{(0)} \exp(ik_0 d) = E_{xm}^{(b)}(d),$$

$$H_{zm}^{(a)}(d) + H^{(0)} \exp(ik_0 d) - H_{zm}^{(b)}(d) = I_{xm}(d), \quad (4)$$

при  $y = d$ , где  $I_{xm}(0)$  и  $I_{xm}(d)$  представляют собой амплитуды  $m$ -й фурье-гармоники плотности поверхностного электрического тока соответственно в 2МЭС и в плоскости идеально проводящих металлических полосок решетки. Верхние индексы  $a, b$  и  $s$  относятся соответственно к окружающей среде (вакуум в рассматриваемом случае), барьерному слою и подложке. Будем считать, что электрический ток в плоскости двумерной электронной системы связан с электрическим полем в этой плоскости как  $I_{xm}(0) = \sigma(\omega)E_{xm}(0)$ , где  $E_{xm}(0)$  — амплитуда  $m$ -й фурье-гармоники  $x$ -компоненты электрического поля и  $\sigma(\omega)$  — поверхностная проводимость 2МЭС. Проводимость 2МЭС описывается формулой Друде:

$$\sigma(\omega) = \frac{ieN}{m(\omega + i/\tau)},$$

где  $e, N, m, \tau$  — соответственно заряд, поверхностная концентрация, эффективная масса и характерное время рассеяния электронов в 2МЭС.

Амплитуды фурье-гармоник индуцированного магнитного поля в различных средах записываются в виде:

$$H_{zm}^{(a)}(y) = A_m \exp(-\alpha_m^{(a)} y), \quad y \geq d,$$

$$H_{zm}^{(b)}(y) = B_m \sinh(\alpha_m^{(b)} y) + C_m \cosh(\alpha_m^{(b)} y), \quad 0 \leq y \leq d,$$

$$H_{zm}^{(s)}(y) = D_m \exp(\alpha_m^{(s)} y), \quad y \leq 0, \quad (5)$$

где  $\alpha_m^{(j)} = \pm \sqrt{q_m^2 - k_0^2 \varepsilon_j}$  ( $j = a, b, s$ ). Знаки перед радикалом в выражениях для  $\alpha_m^{(a)}$  и  $\alpha_m^{(s)}$  выбраны таким образом, что они соответствуют убегающим волнам при  $y \rightarrow \pm \infty$  (так называемое условие излучения [8]) для  $q_m^2 < k_0^2 \varepsilon_{a,s}$  (в этом случае  $\alpha_m^{(a)}$  и  $\alpha_m^{(s)}$  — мнимые величины) и эванесцентным волнам для  $q_m^2 > k_0^2 \varepsilon_{a,s}$  (в этом случае  $\alpha_m^{(a)}$  и  $\alpha_m^{(s)}$  — реальные величины), затухающим на бесконечности при  $y \rightarrow \pm \infty$ . Используя уравнения (3–5) и уравнения Максвелла в каждой среде в фурье-представлении, после несложных, но достаточно громоздких алгебраических преобразований, получим следующее соотношение между электрическим полем и плотностью поверхностного электрического тока в плоскости металлической решетки  $y = d$ :

$$E_{xm}^{(b)}(d) = \mathbf{Z}_m \left[ I_{xm}(d) - \delta_{m0} \frac{2}{Z_0} E^{(0)} \exp(ik_0 d) \right]. \quad (6)$$

Эффективный поверхностный импеданс  $\mathbf{Z}_m$  дается формулой

$$\mathbf{Z}_m = iZ_0 \frac{\coth(\alpha_m^{(b)} d) + \kappa_m^{(s)}/\chi_m^{(b)}}{(\chi_m^{(a)} + \kappa_m^{(s)}) \coth(\alpha_m^{(b)} d) + \chi_m^{(b)} + \kappa_m^{(s)} \chi_m^{(a)}/\chi_m^{(b)}}, \quad (7)$$

где  $\chi_m^{(j)} = \varepsilon_j k_0 / \alpha_m^{(j)}$ ,  $\kappa_m^{(s)} = (\chi_m^{(s)} - i\sigma(\omega)Z_0)$  и  $Z_0$  — импеданс свободного пространства.

Используя условие  $E_x(x, d) = 0$  на идеально проводящей полоске решеточной антенны, можно сформулировать следующее интегральное уравнение для поверхностной плотности тока  $I_x(x, d)$  на идеально проводящей полоске решеточной антенны при  $-w/2 \leq x \leq w/2$ :

$$\int_{-w/2}^{w/2} \bar{\mathbf{Z}}(x, x') I_x(x', d) dx' = 2 \frac{Z_0}{Z_0} E^{(0)} \exp(ik_0 d), \quad (8)$$

где

$$\bar{\mathbf{Z}}(x, x') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \mathbf{Z}_m \exp[iq_m(x - x')].$$

Уравнение (8) представляет собой интегральное уравнение Фредгольма первого рода с ядром  $\bar{\mathbf{Z}}(x, x')$ .

Для численного решения интегрального уравнения (8) выражение для поверхностной плотности тока  $I_x(x, d)$  на интервале  $-w/2 \leq x \leq w/2$  аппроксимируется следующим разложением:

$$I_x(x, d) = \sum_{n=1}^{\infty} a_n \varphi_n(x), \quad (9)$$

где  $\varphi_n(x) = \sqrt{1 - (2x/w)^2} U_n(2x/w)$ ,  $U_n(2x/w)$  — полиномы Чебышева второго рода ( $n - 1$ )-го порядка и  $a_n$  —

неизвестные константы. Весовая функция  $\sqrt{1 - (2x/w)^2}$  явно удовлетворяет условию Мейкснера на краях идеально проводящей полоски [9],  $I_x(x, d) \sim \sqrt{1 - (2x/w)^2}$  для  $|x| \rightarrow w/2$ . После подстановки разложения (9) в интегральное уравнение (8) стандартная процедура Галеркина [10] с использованием  $\varphi_n(x)$  в качестве базисных функций позволяет свести интегральное уравнение (8) для функции  $I_x(x, d)$  к бесконечной системе неоднородных алгебраических уравнений для неизвестных коэффициентов  $a_n$ :

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_{pn} a_n = c_p \quad (p = 1, 2, 3, \dots), \quad (10)$$

где

$$A_{pn} = n(i)^{n-1} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{Z_m}{m^2} J_p\left(\frac{q_m w}{2}\right) J_n\left(\frac{q_m w}{2}\right), \quad (11)$$

$J_n(q_m w/2)$  — функция Бесселя второго рода,  $n$ -го порядка и

$$c_p = \frac{\pi w}{L} \delta_{p1} \frac{Z_0}{Z_0} E^{(0)} \exp(ik_0 d).$$

Для получения уравнений (10) и (11) из интегрального уравнения (8) использовано явное выражение для полиномов Чебышева [11],

$$U_n(\xi) = \frac{\sin(n \arccos \xi)}{\sqrt{1 - \xi^2}},$$

и известное свойство функций Бесселя  $\lim_{\xi \rightarrow 0} [J_n(\xi)/\xi] = \delta_{n1}/2$ .

Процедура Галеркина и ряды (11) являются сходящимися, так что бесконечная система линейных алгебраических уравнений (9) может быть усечена в зависимости от желаемой точности решения (которая была выбрана на уровне 1%) и решена численно. После определения коэффициентов  $a_n$ , плотность поверхностного электрического тока  $I_x(x, d)$  может быть вычислена с использованием уравнения (9). Наконец, индуцированные электрические и магнитные поля в любой точке структуры могут быть найдены с помощью уравнения (6) и уравнений Максвелла в каждой из сред. Выражение для комплексной амплитуды продольного электрического поля в плоскости 2МЭС имеет вид

$$E_x(x, 0) = -\frac{i}{2} \sum_{n=1}^{\infty} n a_n (i)^{(n)} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{m} Q_m Z_m J_n\left(\frac{q_m w}{2}\right) \times \exp(-iq_m x) - 2 \frac{Z_0}{Z_0} E^{(0)} \exp(ik_0 d), \quad (12)$$

где

$$Q_m = \frac{\varepsilon_b}{\varepsilon_b \cosh(\alpha_m^{(b)} d) + \alpha_m^{(b)} \kappa_m^{(s)} / k_0 \sinh(\alpha_m^{(b)} d)}.$$

Длина волны плазмонной моды в плоскости 2МЭС определяется периодом  $L$  металлической решеточной антенны. Поскольку длина волны плазмона в 2МЭС гораздо (на 2 или даже 3 порядка величины) короче, чем

длина электромагнитной волны на той же частоте [4], для возбуждения плазменных колебаний необходимо выполнение условия  $L \ll 2\pi/k_0$ . В этом случае нулевые фурье-гармоники ( $m = 0$ ) соответствуют распространяющимся электромагнитным волнам (отраженной волне в окружающей среде и прошедшей волне в подложке), а все фурье-гармоники высшего порядка являются спадающими (эванесцентными) волнами, убывающими при  $y \rightarrow \pm\infty$ . Следовательно, коэффициенты отражения  $R$  и пропускания  $T$  в дальней зоне могут быть вычислены соответственно как  $R = |E_{x0}(d)|^2 / |E^{(0)}|^2$  и  $T = |E_{x0}(d)|^2 \sqrt{\varepsilon_s} / |E^{(0)}|^2$ . Коэффициент поглощения вычисляется как  $P_{\text{abs}}/P_{\text{in}}$  где  $P_{\text{in}}$  — плотность потока мощности в падающей ТГц волне и

$$P_{\text{abs}} = \frac{1}{2L} \text{Re}[\sigma(\omega)] \int_{-L/2}^{L/2} |E_x(x, 0)|^2 dx$$

— поглощаемая мощность на единице площади 2МЭС.

Найдем выражение для комплексной амплитуды осцилляций плотности неравновесного заряда в плоскости двумерного электронного слоя  $\rho_x(x, 0)$ . Используя фурье-преобразование для уравнения непрерывности в 2МЭС  $\omega \rho_m = q_m I_{xm}(0)$ , где  $I_{xm}(0) = \sigma(\omega) E_{xm}(0)$ , с учетом уравнения (12) получим

$$\rho_x(x, 0) = -\frac{i}{2} \sum_{n=1}^{\infty} n a_n (i)^n \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{1}{m} q_m \frac{\sigma(\omega)}{\omega} \times Q_m Z_m J_n\left(\frac{q_m w}{2}\right) \exp(-iq_m x).$$

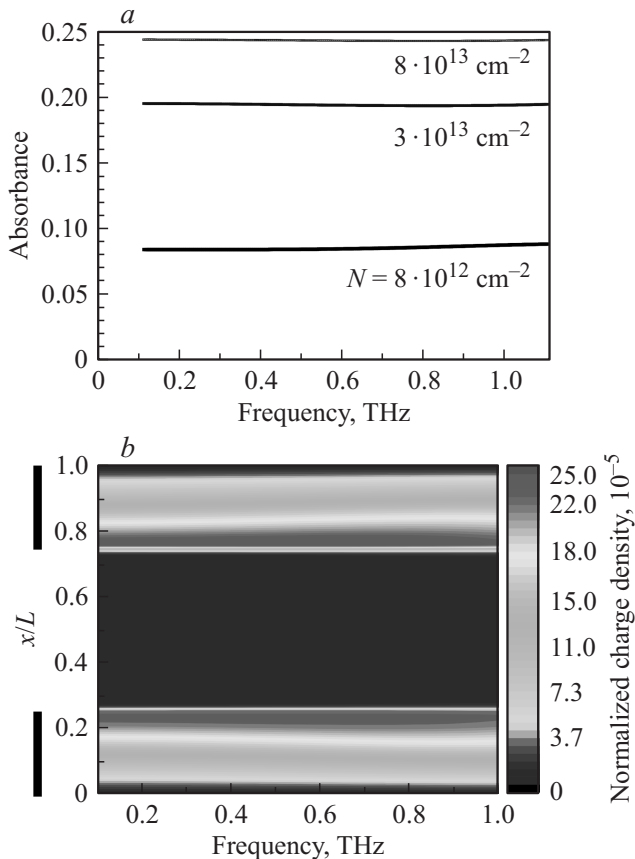
Численные расчеты выполнены для 2МЭС на основе гетероструктуры GaN/AlGaIn,  $\varepsilon_s = \varepsilon_b = 9.5$  и  $m = 0.2m_0$ , где  $m_0$  — масса свободного электрона, для периода решеточной антенны  $L = 1$  мкм при  $d/L = 0.01$ .

### 3. Результаты расчетов и их обсуждение

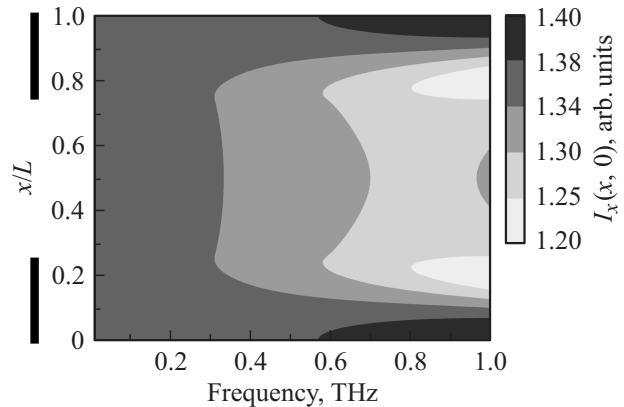
Сначала рассмотрим падение ТГц волны на структуру без 2МЭС (рис. 1). В этом случае вблизи решетки возбуждается сильно неоднородное ближнее электрическое поле. Результаты вычислений (не приведены в данной статье) показывают, что амплитуда возбуждаемого неоднородного ближнего электрического поля практически не зависит от частоты во всем ТГц диапазоне частот 0.1–10 ТГц.

В присутствии 2МЭС на расстоянии  $d$  от решеточной антенны неоднородные электрические поля, индуцируемые решеточной антенной, возбуждают в 2МЭС осциллирующие неоднородные электрические токи, приводящие к разделению зарядов (плазменных колебаний) в 2МЭС. Разумеется, в плоскости 2МЭС существуют также однородная составляющая электрического поля и соответствующий ей однородный осциллирующий электрический ток, отвечающие за друдевское ТГц поглощение в 2МЭС.

На низких частотах ( $\omega\tau < 1$ ) 2МЭС характеризуется нерезонансным откликом (рис. 2, *a*). При этом в 2МЭС течет практически однородный осциллирующий электрический ток (рис. 3), что свидетельствует о доминировании друдевского поглощения в 2МЭС. При приближении частоты к границе нерезонансного режима ( $\omega\tau \sim 1$ ) проявляется незначительная неоднородность распределения осциллирующего тока по периоду структуры. В нерезонансном режиме решеточная антенна практически не влияет на поглощение ТГц волны в 2МЭС, однако она возбуждает в 2МЭС неоднородные электрические поля и соответствующие неоднородные осцилляции заряда (рис. 2, *b*). Амплитуда осцилляций неоднородного поля и заряда практически не зависят от частоты, что важно для реализации широкополосного режима нерезонансного плазмонного детектирования.



**Рис. 2.** Спектр поглощения в области нерезонансного плазмонного отклика для различных значений поверхностной концентрации электронов в 2МЭС при  $\tau = 0.1$  пс (*a*) и контурная карта распределения амплитуды колебаний плотности электрического заряда в 2МЭС по периоду структуры  $L = 1$  мкм в зависимости от частоты падающего излучения при  $\tau = 0.1$  пс (*b*). Черные вертикальные отрезки на панели (*b*) показывают положение металлических полосок решеточной антенны. Толщина барьерного слоя равна  $d/L = 0.01$  и  $w/L = 0.5$ . Плотность осциллирующего заряда вычислена при плотности падающей ТГц мощности  $1 \text{ Вт/см}^2$  и нормирована на плотность равновесного заряда в 2МЭС  $eN$ .



**Рис. 3.** Контурная карта распределения амплитуды колебаний плотности поверхностного электрического тока в 2МЭС при нерезонансном отклике 2МЭС ( $\tau = 0.1$  пс) по периоду структуры  $L = 1$  мкм в зависимости от частоты падающего излучения. Черные вертикальные отрезки показывают положение металлических полосок решеточной антенны. Толщина барьерного слоя равна  $d/L = 0.01$  и  $w/L = 0.5$ , поверхностная концентрация электронов в 2МЭС  $N = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

В режиме нерезонансного отклика наилучшее согласование структуры с падающей ТГц волной реализуется при выполнении условия

$$\frac{1 + \sqrt{\epsilon_s}}{Z_0} = \frac{e^2 N \tau}{m},$$

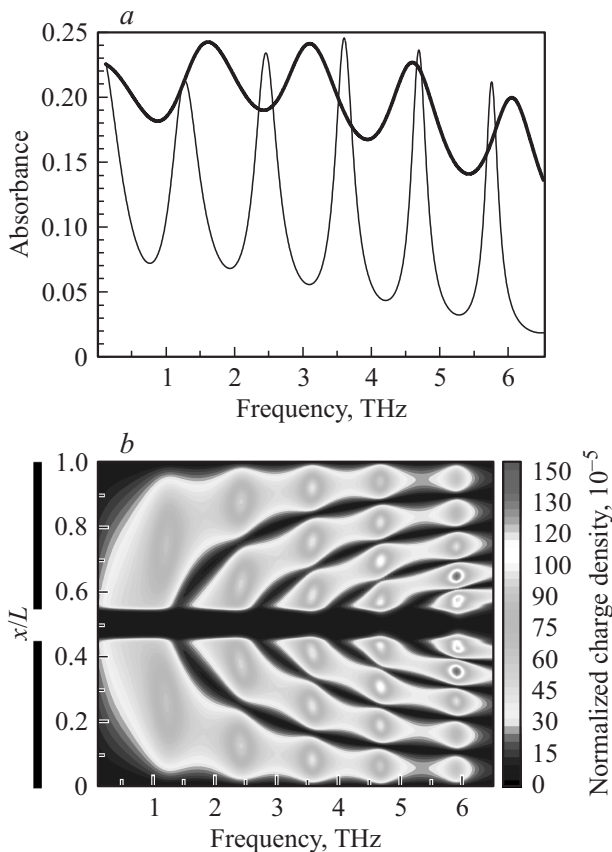
где  $Z_0$  — импеданс свободного пространства. Максимальная величина поглощения составляет  $A^{(\max)} = 1/(1 + \sqrt{\epsilon_s})$ , что составляет  $A^{(\max)} \approx 0.24$  для  $N = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при комнатной температуре (верхняя кривая на рис. 2, *a*).

На более высоких частотах ( $\omega\tau > 1$ ) в 2МЭС возбуждаются добротные плазменные колебания. В этом случае короткопериодическая решеточная антенна позволяет возбуждать плазменные резонансы практически с одинаковой амплитудой в широкой полосе ТГц частот (рис. 4, *a*). Амплитуда осцилляций электрического заряда в 2МЭС значительно возрастает на частотах плазмонных резонансов по сравнению с нерезонансным случаем (ср. рис. 4, *b* и 2, *b*).

В отличие от нерезонансного случая, в резонансном режиме плазмонное поглощение значительно превышает друдевское поглощение на частотах добротных плазмонных резонансов. При этом оптимальное согласование  $n$ -й плазмонной моды с падающей ТГц волной возникает при условии [9]

$$\frac{1 + \sqrt{\epsilon_s}}{Z_0} = \beta_n^2 e^2 \frac{N \tau}{m},$$

где  $\beta_n^2$  — коэффициент связи данной плазмонной моды с ТГц волной. При этом достигается максимальное поглощение  $A^{(\max)} = 1/(1 + \sqrt{\epsilon_s})$  на частоте плазмонного резонанса. Наибольший коэффициент связи реализуется при использовании узкощелевой решеточной



**Рис. 4.** Плазмонные резонансы в 2МЭС при  $\tau = 1$  пс (низкая температура, нижняя кривая) и  $\tau = 0.227$  пс (комнатная температура, верхняя кривая) (a) и контурная карта распределения амплитуды колебаний плотности электрического заряда в 2МЭС по периоду структуры  $L = 1$  мкм в зависимости от частоты падающего ТГц излучения при  $\tau = 1$  пс (b). Черные вертикальные отрезки на панели (b) показывают положение металлических полосок решеточной антенны. Толщина барьерного слоя равна  $d/L = 0.01$  и  $w/L = 0.9$ . Плотность осциллирующего заряда вычислена при плотности падающей ТГц мощности  $1 \text{ Вт/см}^2$  и нормирована на плотность равновесного заряда в 2МЭС  $eN$ .

антенны [4]. Таким образом, практически любая 2МЭС с реальными параметрами может быть согласована с падающей ТГц волной на частоте любого плазмонного резонанса с помощью узкощелевой решеточной антенны.

#### 4. Заключение

Неоднородное электрическое поле, возбуждаемое решеточной антенной в 2МЭС, эффективно инициирует плазмонные нелинейности в 2МЭС. Таким образом, данную антенну целесообразно использовать для создания широкополосных плазмонных детекторов ТГц излучения, работающих как в нерезонансном, так и в резонансном режимах детектирования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-02-00813.

#### Список литературы

- [1] W. Knap, M. Dyakonov, D. Coquillat, F. Teppe, N. Dyakonova, J. Lusakowski, K. Karpierz, M. Sakowicz, G. Valusis, D. Seliuta, I. Kasalynas, A. El Fatimy, Y.M. Meziani, T. Otsuji. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, **30**, 1319 (2009).
- [2] W. Knap, S. Rummyantsev, M.S. Vitiello, D. Coquillat, S. Blin, N. Dyakonova, M. Shur, F. Teppe, A. Tredicucci, T. Nagatsuma. *Nanotechnology*, **24**, 214 002 (2013).
- [3] M. Dyakonov, M. Shur. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **43**, 380 (1996).
- [4] V.V. Popov. *J. Infrared Millim. Terahertz Waves*, **32**, 1178 (2011).
- [5] F. Schuster, D. Coquillat, H. Videliere, M. Sakowicz, F. Teppe, L. Dussopt, B. Giffard, T. Skotnicki, W. Knap. *Opt. Express*, **19**, 7827 (2011).
- [6] E. Öjefors, U.R. Pfeiffer, A. Lisauskas, H.G. Roskos. *IEEE J. Sol. St. Circuits*, **44** (7), 1968 (2009).
- [7] T. Watanabe, S.A. Boubanga-Tombet, Y. Tanimoto, D. Fateev, V. Popov, D. Coquillat, W. Knap, Y.M. Meziani, Y. Wang, H. Minamide, H. Ito, T. Otsuji. *IEEE Sensors J.*, **13** (1), 89 (2013).
- [8] L.A. Weinstein. *Open Resonators and Open Waveguides* (Golem, N.Y., 1969).
- [9] R. Mittra, S.W. Lee. *Analytical Techniques in the Theory of Guided Waves* (Macmillan, N.Y., 1971).
- [10] J. Fletcher. *Computational Galerkin Methods* (Springer, Berlin–Heidelberg–N.Y.–Tokyo, 1984).
- [11] G. Korn, T. Korn. *Mathematical Handbook for Scientists and Engineer*. 2nd ed. (Mc Graw-Hill, N.Y., 1968).
- [12] V.V. Popov, T.V. Teperik, X.G. Peralta, S.J. Allen, N.J.M. Horing, M.C. Wanke. *J. Appl. Phys.*, **94** (5), 3556 (2003).

Редактор А.Н. Смирнов

#### Super-broadband near-field antenna for terahertz plasmonic applications

V.V. Popov<sup>\*+</sup>, O.V. Polischuk<sup>\*+</sup>, W. Knap<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup> Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, 410019 Saratov, Russia

<sup>+</sup> Saratov State University, 410012 Saratov, Russia

<sup>\*</sup> Laboratoire Charles Coulomb, UMR 5221, Université Montpellier 2 and CNRS, Montpellier, France

**Abstract** We propose a new type of the super-broadband near-field antenna for terahertz frequencies. The antenna is formed by a short-periodic (with the period much shorter than terahertz wavelength) planar metal grating. It is shown theoretically that illuminating the antenna with incoming plane homogeneous terahertz wave leads to the excitation of strong evanescent electric field localized in the vicinity of the metal grating and being strongly inhomogeneous in the grating plane. Remarkably, the intensity of the excited inhomogeneous near electric field is practically independent of the frequency. The excitation of plasma oscillations in a two-dimensional electron system by such an antenna is modeled numerically for both the resonant and non-resonant plasmonic response. The grating antenna can be used for super-broadband THz detection.