

Возбуждение плазмонных терагерцовых фотогальванических эффектов в периодической двумерной электронной системе методом нарушенного полного внутреннего отражения

© Д.В. Фатеев*[†], К.В. Машинский*⁺, Т.Ю. Багаева*, В.В. Попов*⁺

* Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова Российской академии наук, 410019 Саратов, Россия

⁺ Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, 410012 Саратов, Россия

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

Решена задача о выпрямлении терагерцового излучения за счет плазмонных нелинейностей в периодической двумерной электронной системе при возбуждении плазменных колебаний методом нарушенного полного внутреннего отражения. Выбранная модель позволяет независимо изучать различные механизмы плазмонного выпрямления в двумерных электронных системах: эффект плазмонного увлечения электронов и эффект плазмонного храповика.

1. Введение

Достижения в области исследования нелинейных свойств плазменных колебаний в двумерных электронных системах (2МЭС) открывают путь к созданию высокочувствительных неохлаждаемых плазмонных детекторов терагерцового (ТГц) излучения [1]. Для плазмонного детектирования ТГц излучения используются структуры на основе полевых транзисторов с двумерным электронным каналом с одиночным затворным электродом [2], с несколькими затворными электродами [3] и с периодическим решеточным затвором [4–6]. Периодический решеточный затвор в транзисторных структурах используется для эффективного возбуждения плазменных колебаний в 2МЭС [6]. Развитие плазмонных ТГц детекторов идет как в направлении создания резонансных частотно селективных детекторов с электрически перестраиваемой частотой плазмонного резонанса [7], так и в направлении создания нерезонансных широкополосных детекторов [5].

Исследованию механизмов плазмонного выпрямления ТГц излучения в периодических 2МЭС большой площади (значительно большей, чем длина плазменной волны) посвящены работы [4,8]. Известно, что в такой структуре существуют два различных плазмонных фотогальванических эффекта, приводящих к выпрямлению ТГц излучения: эффект увлечения электронов бегущей плазменной волной [9,10] и эффект плазмонного храповика в поле стоячей плазменной волны [8]. При этом эффект плазмонного храповика возникает только в пространственно неоднородной 2МЭС. Результат действия каждого из указанных механизмов отличен от нуля только в 2МЭС без вертикальной плоскости зеркальной симметрии. Такие условия можно создать путем использования электрической или геометрической асимметрии. Электрическая асимметрия может создаваться путем пропускания постоянного электрического тока в 2МЭС [9]. В качестве примера структуры с

геометрической асимметрией укажем 2МЭС с двойным решеточным затвором с асимметричной элементарной ячейкой [4,5]. При использовании любого из вышеуказанных способов внесения асимметрии в структуру с 2МЭС одновременно возбуждаются и бегущие и стоячие плазменные волны и, таким образом, действуют оба вышеуказанных плазмонных ТГц фотогальванических эффекта.

В данной работе рассматривается выпрямление ТГц излучения за счет плазмонных фотогальванических эффектов в периодической 2МЭС при возбуждении плазменных колебаний методом нарушенного полного внутреннего отражения (НПВО) [11]. При таком методе возбуждения можно независимо возбуждать или бегущую или стоячую плазменную волну в 2МЭС и, таким образом, изучать эффекты плазмонного увлечения и эффект плазмонного храповика по отдельности, что важно для сравнительного анализа этих эффектов.

Метод НПВО применяется для возбуждения поверхностных плазменных волн в оптическом и ТГц диапазонах [11,12]. Однако для возбуждения плазмонов в 2МЭС этот метод не использовался. Дело в том, что фазовая скорость плазменных волн в 2МЭС на 2–3 порядка величины меньше скорости свободной электромагнитной волны на той же частоте, поэтому для возбуждения таких плазмонов в 2МЭС методом НПВО необходимы призмы с диэлектрической проницаемостью порядка 1000–10 000, что можно реализовать только с использованием современных диэлектрических материалов [13] или метаматериалов [14].

2. Возбуждение плазмонов в 2МЭС методом НПВО

Рассмотрим структуру, показанную на рис. 1. Двумерная электронная система лежит в плоскости $z = 0$ на подложке с диэлектрической постоянной ϵ_3 и отделена от оптически плотной среды (призмы) барьерным слоем

[†] E-mail: FateevDV@yandex.ru

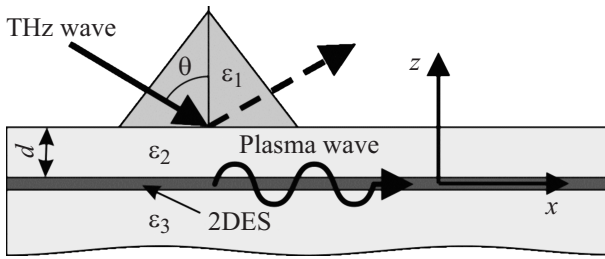


Рис. 1. Схематическое изображение структуры НПВО для возбуждения плазменных волн в 2МЭС.

толщиной d . Плоская однородная электромагнитная волна падает из среды призмы под углом θ относительно нормали к плоскости 2МЭС. Для реализации режима НПВО необходимо выполнение условия $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$, где ε_1 и ε_2 — диэлектрические постоянные соответственно материала призмы и барьерного слоя. Электрическое поле падающей волны

$$\mathbf{E}(x, z, t) = \mathbf{E}_0 \exp(-i\omega t + iqx + iq_z^{(0)}z),$$

где ω — частота волны, $q = \omega\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_0\mu_0} \sin\theta$ и $q_z^{(0)} = -\omega\sqrt{\varepsilon_1\varepsilon_0\mu_0} \cos\theta$ — проекции волнового вектора падающей волны соответственно на оси координат Ox и Oz , ε_0 и μ_0 — электрическая и магнитная постоянные, поляризовано в сагиттальной плоскости $y = 0$ и однородно в направлении оси Oy . Для описания проводимости 2МЭС σ_{2D} используется модель Друде:

$$\sigma_{2D} = \frac{e^2 N_s}{m(\gamma - im)}, \quad (1)$$

где N_s — поверхностная концентрация электронов в 2МЭС, γ — частота релаксации импульса электронов, e и m — заряд и эффективная масса электрона в 2МЭС.

Индукированные поля определялись из решения уравнений Максвелла совместно со стандартными граничными условиями, накладываемыми на тангенциальные компоненты электрических и магнитных полей. В результате решения находится коэффициент отражения падающей электромагнитной волны от границы призмы $R = rr^*$, где

$$r = \exp(i2q_z^{(0)}d) \frac{i \sin(q_z^{(2)}d) A_1 - \cos(q_z^{(2)}d) A_2}{i \sin(q_z^{(2)}d) A_3 - \cos(q_z^{(2)}d) A_4}, \quad (2)$$

$$A_1 = q_z^{(0)} q_z^{(3)} \varepsilon_2^2 \varepsilon_0 \omega + (q_z^{(2)})^2 \varepsilon_1 (q_z^{(3)} \sigma_{2D} - \varepsilon_3 \varepsilon_0 \omega),$$

$$A_2 = q_z^{(2)} \varepsilon_2 [q_z^{(3)} \varepsilon_1 \varepsilon_0 \omega + q_z^{(0)} (q_z^{(3)} \sigma_{2D} + \varepsilon_3 \varepsilon_0 \omega)],$$

$$A_3 = -q_z^{(0)} q_z^{(3)} \varepsilon_2^2 \varepsilon_0 \omega + (q_z^{(2)})^2 \varepsilon_1 (q_z^{(3)} \sigma_{2D} - \varepsilon_3 \varepsilon_0 \omega),$$

$$A_4 = q_z^{(2)} \varepsilon_2 [q_z^{(3)} \varepsilon_1 \varepsilon_0 \omega - q_z^{(0)} (q_z^{(3)} \sigma_{2D} - \varepsilon_3 \varepsilon_0 \omega)].$$

Компоненты волновых векторов связаны соотношениями

$$q_z^{(1)} = -q_z^{(0)},$$

$$q_z^{(2)} = \sqrt{\omega^2 \varepsilon_2 \varepsilon_0 \mu_0 - q^2},$$

$$q_z^{(3)} = -\sqrt{\omega^2 \varepsilon_3 \varepsilon_0 \mu_0 - q^2}.$$

В режиме полного внутреннего отражения $\theta > \theta_R$, где θ_R — угол полного внутреннего отражения, коэффициент отражения равен единице в отсутствие 2МЭС. При наличии 2МЭС эванесцентное электрическое поле, спадающее при удалении от границы призмы в барьерном слое, возбуждает плазменную волну в 2МЭС, если частота и проекция волнового вектора падающей электромагнитной волны на плоскость 2МЭС удовлетворяют дисперсионному соотношению для плазменной волны в 2МЭС. При возбуждении плазменной волны в 2МЭС коэффициент отражения становится меньше единицы. Минимальное значение коэффициента отражения, равное нулю, достигается при определенных параметрах структуры НПВО, определяемых конкуренцией величины затухания плазмонов в 2МЭС и силой связи плазменных колебаний с электромагнитным полем в призме (последнее определяется главным образом толщиной барьерного слоя). Для эффективного возбуждения плазменной волны в 2МЭС также необходимо выполнение условия $\omega > \gamma$ (что соответствует резонансному режиму возбуждения плазменной волны в 2МЭС).

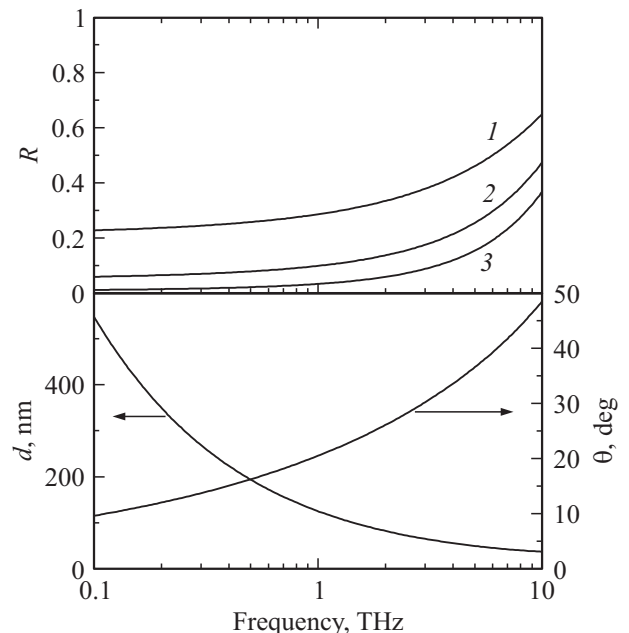


Рис. 2. Минимальный коэффициент отражения, вычисленный при оптимальных параметрах угла падения и толщины барьерного слоя, для различных значений частоты релаксации импульса электронов γ : $2 \cdot 10^{12}$ (1), $1.16 \cdot 10^{12}$ (2) и $8.77 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$ (3) и соответствующие графики оптимальных значений угла падения и толщины барьерного слоя.

Численные расчеты выполнены для 2МЭС на основе соединения GaAs/InGaAs при значении диэлектрической постоянной материала призмы $\epsilon_3 = 5000$. На верхней панели рис. 2 приведены зависимости минимально возможного коэффициента отражения от частоты плазмонного резонанса при различных значениях скорости рассеяния импульса электронов в 2МЭС. На нижней панели этого рисунка приведены соответствующие графики значений угла падения волны и толщины барьерного слоя, реализующих возбуждение плазмонного резонанса в 2МЭС на данной частоте с минимально возможным коэффициентом отражения.

Из рис. 2 следует, что при низкой температуре (при достаточно малой частоте релаксации импульса электронов в 2МЭС) возможно практически полное преобразование падающей ТГц волны в плазменные колебания в 2МЭС. Это выгодно отличает метод НПВО от метода возбуждения плазмонов в 2МЭС с помощью решеточного элемента связи [6], при котором может быть получена эффективность преобразования не более 50% [15].

Для описания процессов выпрямления ТГц излучения при возбуждении плазмонов в 2МЭС методом НПВО были решены две различные электродинамические задачи о возбуждении бегущей и стоячей плазменных волн в 2МЭС соответственно одной наклонно падающей ТГц волной и двумя ТГц волнами, падающими под углами θ и $-\theta$.

3. Выпрямление ТГц излучения в 2МЭС

Нелинейная динамика электронов в 2МЭС в гидродинамическом приближении описывается уравнением Эйлера и уравнением непрерывности [16]. Решение гидродинамических уравнений методом теории возмущений с разложением отклика 2МЭС на действующее осциллирующее электрическое поле $E(x, t)$ в ряд по амплитуде воздействия позволяет вычислить постоянный ток, индуцированный в 2МЭС осциллирующим электрическим полем. В общем случае в периодической 2МЭС могут действовать два различных плазмонных механизма выпрямления ТГц сигнала [8]: увлечение электронов бегущей плазменной волной и плазмонный храповик в поле стоячей плазменной волны. В пространственно однородной 2МЭС ($N_S = N_0$) выпрямление ТГц сигнала происходит только за счет эффекта увлечения электронов бегущей плазмонной волной. В этом случае плотность выпрямленного тока j_0 вычисляется по формуле [8]

$$j_0 = -\frac{qe^3 N_0 E_x^2}{2m^2 \omega (\omega^2 + \gamma^2)}, \quad (3)$$

где E_x — амплитуда x -компоненты электрического поля в плоскости 2МЭС, q и ω — волновой вектор и частота плазменной волны в 2МЭС. Заметим, что в пространственно периодической 2МЭС ток плазмонного

увлечения вычисляется по той же формуле (3), где под N_0 нужно понимать среднюю плотность электронов в 2МЭС.

Выпрямление ТГц излучения за счет эффекта плазмонного храповика может происходить только в пространственно неоднородной 2МЭС под действием стоячей плазменной волны

$$E(x, t) = E_x [\cos(\omega t - qx - \varphi) + \cos(\omega t + qx + \varphi)],$$

где φ — пространственная фаза колебаний (эффект плазмонного храповика не возникает в поле бегущей плазменной волны [8]). Будем рассматривать простейший случай соизмеримости периода стоячей плазменной волны и периода профиля распределения концентрации электронов в 2МЭС. В этом случае эффект плазмонного храповика возникает только, если пространственный период стоячей плазменной волны в 2 раза больше периода профиля распределения концентрации электронов в 2МЭС:

$$N_S(x) = N_0 + \Delta N_0 \cos(2qx).$$

При этом выпрямленный ток вычисляется по формуле [8]

$$j_0 = -\frac{qe^3 \Delta N_0 E_x^2 \sin(2\varphi)}{2m^2 \gamma (\omega^2 + \gamma^2)}. \quad (4)$$

Выпрямленный ток максимален при $\varphi = (2n + 1)\pi/4$. Эффект плазмонного увлечения не возникает в поле стоячей плазменной волны [8] и, таким образом, можно рассматривать эффекты увлечения электронов и плазмонного храповика отдельно, возбуждая соответственно бегущую или стоячую плазменные волны в 2МЭС. Оба указанных случая можно реализовать при возбуждении плазмонов в 2МЭС методом НПВО. Причем для возбуждения стоячей плазменной волны можно использовать две встречные плазменные волны, возбужденные в 2МЭС методом НПВО с использованием двух ТГц волн, падающие под углами θ и $-\theta$.

Электрические поля бегущей и стоячей плазменных волн в 2МЭС вычислялись в рамках подхода, изложенного в предыдущем разделе статьи, в предположении однородного распределения концентрации электронов в 2МЭС. Численные расчеты плотности выпрямленного тока проведены для 2МЭС на основе гетероструктуры GaAs/InGaAs при значении диэлектрической постоянной возбуждающей призмы $\epsilon_2 = 5000$ и толщине барьерного слоя $d = 0.25$ мкм при значении частоты релаксации импульса электронов $\gamma = 8.77 \cdot 10^{11}$ с⁻¹. Как видно из рис. 3 и 4, резонансное возрастание выпрямленного тока в 2МЭС происходит при углах падения, больших угла полного внутреннего отражения ($\theta > 2.5^\circ$). Плазмонное выпрямление ТГц излучения за счет эффекта плазмонного увлечения электронов (рис. 3) наиболее эффективно в низкочастотном диапазоне, что согласуется с теоретическими результатами работы [8], полученными в приближении заданного поля.

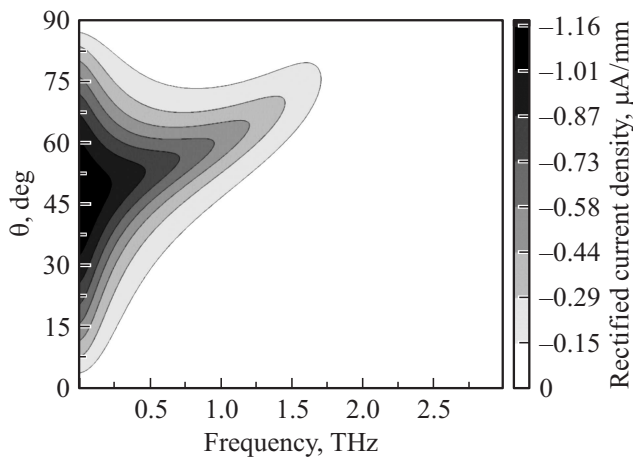


Рис. 3. Плотность электрического тока увлечения электронов в зависимости от угла падения и частоты ТГц волны при $\gamma = 8.77 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$.

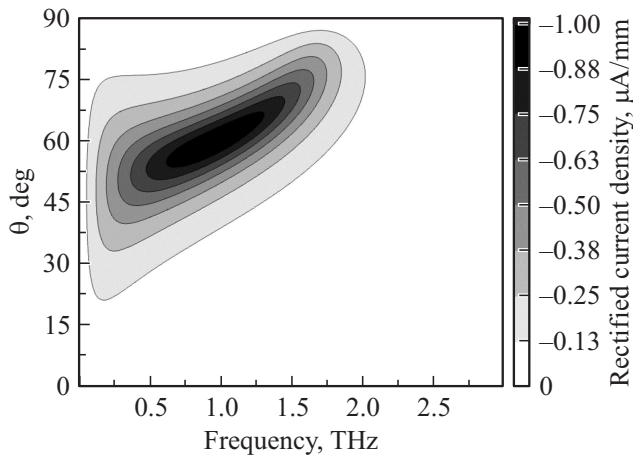


Рис. 4. Плотность электрического тока плазмонного храповика в зависимости от угла падения и частоты ТГц волны при $\gamma = 8.77 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$.

При численных расчетах плотности выпрямленного тока плазмонного храповика (рис. 4) предполагалось, что периодическое распределение равновесной концентрации электронов

$$N_0(x) = N_0 + \Delta N_0 \cos(2qx)$$

сдвинуто по фазе на величину $\varphi = \pi/4$ в плоскости 2МЭС относительно распределения электрического поля стоячей плазменной волны для достижения максимального эффекта плазмонного храповика при каждом значении угла падения внешней ТГц волны. Электрический ток плазмонного храповика стремится к нулю с уменьшением частоты ТГц волны (рис. 4), в то время как ток плазмонного увлечения достигает своего максимального значения на низких (суб-ТГц) частотах. Это связано с разной частотной зависимостью двух вышеуказанных эффектов ТГц выпрямления (ср. формулы (3) и (4)).

Исследование нерезонансного выпрямления ТГц излучения в 2МЭС проводилось для структуры на основе GaAs/InGaAs с параметрами: $\epsilon = 5000$, $d = 0.25 \text{ мкм}$ при значении частоты релаксации импульса электронов в 2МЭС $\gamma = 8.77 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$, что соответствует комнатной температуре. Максимальные значения плотности выпрямленного тока в нерезонансном режиме (рис. 5 и 6) на порядок величины меньше, чем в резонансном режиме (рис. 3 и 4), из-за меньшей амплитуды электрического поля в 2МЭС в первом случае.

Электрический ток плазмонного увлечения (рис. 5) и плазмонного храповика (рис. 6) достигает максимума при угле падения ТГц волны, определяемом максимумом произведения $qE_x^2 \propto \sin \theta \cos^2 \theta$. При этом ТГц частота, на которой достигается максимум электрического тока плазмонного храповика, определяется условием $\omega = \gamma$ (рис. 6).

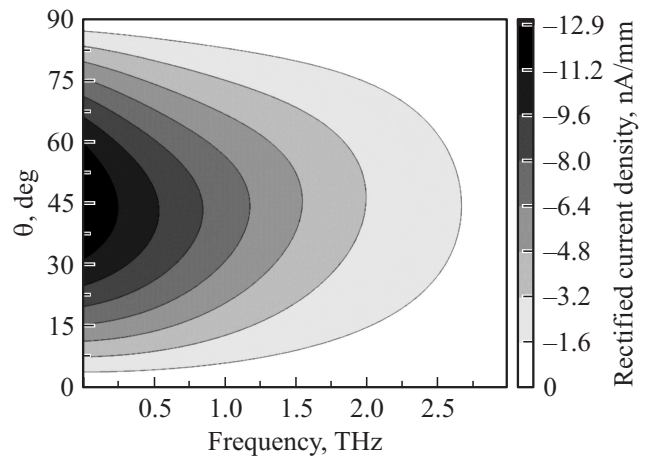


Рис. 5. Плотность электрического тока увлечения электронов в зависимости от угла падения и частоты ТГц волны при $\gamma = 8.77 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$.

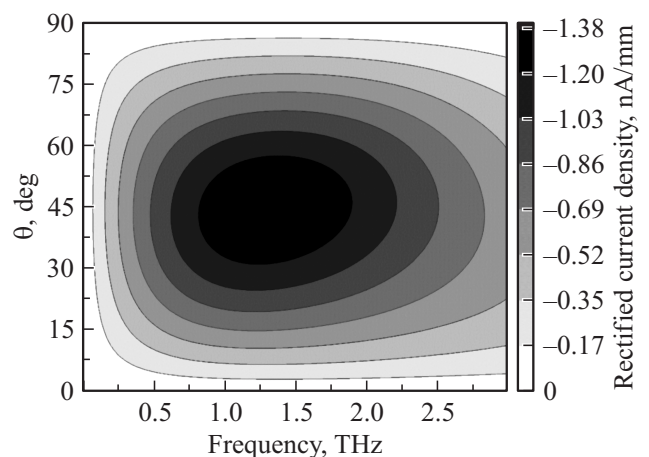


Рис. 6. Плотность электрического тока плазмонного храповика в зависимости от угла падения и частоты ТГц волны при $\gamma = 8.77 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$.

4. Заключение

Таким образом, в данной работе найдены режимы оптимального возбуждения плазмонов в 2МЭС методом НПВО с максимальным преобразованием падающей ТГц волны в плазменные колебания при различной температуре. Предложен способ раздельного исследования нелинейных плазмонных механизмов выпрямления ТГц излучения в 2МЭС. Исследованы эффекты плазмонного увлечения электронов плазмонами и эффект плазмонного храповика при резонансном и нерезонансном возбуждении плазменных колебаний в 2МЭС.

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. Infr. Milli. Terahz. Waves*, **30**, 1319 (2009).
- [2] F. Teppe, W. Knap, D. Veksler, M.S. Shur, A.P. Dmitriev, V.Yu. Kachorovskii, S. Romyantsev. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 052 107 (2005).
- [3] G.C. Dyer, S. Preu, G.R. Aizin, J. Mikalopas, A.D. Grine, J.L. Reno, J.M. Hensley, N.Q. Vinh, A.C. Gossard, M.S. Sherwin, S.J. Allen, E.A. Shaner. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 083 506 (2012).
- [4] V.V. Popov, D.V. Fateev, T. Otsuji, Y.M. Meziani, D. Coquillat, W. Knap. *Appl. Phys. Lett.*, **99**, 243 504 (2011).
- [5] 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 Journal*, **13**, 89 (2013).
- [6] V.V. Popov. *J. Infr. Milli. Terahz. Waves*, **32**, 1178 (2011).
- [7] D.M. Ermolaev, K.V. Marem'yanin, D.V. Fateev, S.V. Morozov, N.A. Maleev, V.E. Zemlyakov, V.I. Gavrilenko, S.Yu. Shapoval, F.F. Sizov, V.V. Popov. *Sol. St. Electron.*, **86**, 64 (2013).
- [8] V.V. Popov. *Appl. Phys. Lett.*, **102**, 253 504 (2013).
- [9] G.R. Aizin, V.V. Popov, O.V. Polischuk. *Appl. Phys. Lett.* **89**, 143 512 (2006).
- [10] G.R. Aizin, D.V. Fateev, G.M. Tsymbalov, V.V. Popov. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 163 507 (2007)
- [11] Л. Новотный, Б. Хехт. *Основы нанооптики* (М., Физматлит, 2011), гл. 12, с. 356.
- [12] H. Hirori, M. Nagai, K. Tanaka. *Optics Express*, **13**, 10 801 (2005).
- [13] А.В. Тумаркин, Е.Р. Тепина, Е.А. Ненашева, Н.Ф. Картенко, А.Б. Козырев. *ЖТФ*, **82** (6), 53 (2012).
- [14] Y. He, S. He, J. Gao, X. Yang. *J. Opt. Soc. Am. B*, **29**, 2559 (2012).
- [15] V.V. Popov, D.V. Fateev, O.V. Polischuk, M.S. Shur. *Optics Express*, **18**, 16 771 (2010).
- [16] M. Dyakonov, M. Shur. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **43**, 1640 (1996).

Редактор А.Н. Смирнов

Excitation of plasmonic terahertz photovoltaic effects in a periodic two-dimension electron system by attenuated total reflection method

D.V. Fateev^{*+}, K.V. Mashinsky^{*+}, T.Yu. Bagaeva^{*}, V.V. Popov^{*+}

^{*} Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics (Saratov Branch), Russian Academy of Sciences, 410019 Saratov, Russia
⁺ Saratov State University, 410012 Saratov, Russia

Abstract The problem of rectification of terahertz radiation due to plasmonic nonlinearities in a periodic two-dimension electron system with exciting plasma oscillations by attenuated total reflection method is solved theoretically. This model allows independent investigation of different plasmonic rectification mechanisms: the plasmonic electron drag and plasmonic ratchet effects.