

# Плазмонное усиление поля в фотоприемниках среднего ИК-диапазона на базе квантовых точек Ge/Si с различной толщиной активной зоны

© А.А. Блошкин<sup>1,2</sup>, А.И. Якимов<sup>1</sup>, А.В. Двуреченский<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова  
Сибирского отделения Российской академии наук,  
630090 Новосибирск, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет,  
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: bloshkin@isp.nsc.ru

(Получена 1 августа 2018 г. Принята к печати 13 августа 2018 г.)

Методом конечных элементов исследовано пространственное распределение электрического поля в фотоприемных гетероструктурах Ge/Si, сопряженных с регулярными золотыми решетками субволновых отверстий на поверхности Si. Период решетки составлял 1.2 мкм, диаметр отверстий 0.7 мкм. Определена эффективность усиления поля в таких гетероструктурах при различной толщине активной области, занятой квантовыми точками. Показано, что в случае падения электромагнитной волны со стороны кремниевой подложки фактор усиления поля в  $\sim 3.5$  раза больше, чем при облучении фотоприемника со стороны воздушной границы. Установлено, что в первом случае коэффициент усиления поля немонотонно меняется с изменением толщины активной области.

DOI: 10.21883/FTP.2019.02.47099.8969

## 1. Введение

Квантовые точки (КТ) Ge/Si являются перспективным материалом для использования в активной области полупроводниковых приборов среднего и дальнего инфракрасного (ИК) диапазонов. Связано это со следующими фактами.

1) Совместимость методики изготовления КТ Ge/Si со стандартной технологией формирования полупроводниковых приборов на базе кремния. Благодаря такой совместимости можно реализовать монолитную интеграцию фотоприемного элемента (ФП) и схемы считывания, что приведет к увеличению надежности прибора и возможности реализации матричных фотоприемных устройств (ФПУ) большого и сверхбольшого формата на основе доступных подложек кремния.

2) В отличие от ФПУ, построенных на квантовых ямах  $n$ -типа [1–3], ФПУ на базе КТ могут работать при нормальном падении света.

3) Контролируя размер и состав КТ Ge/Si, можно управлять спектральным составом чувствительности детекторов [4–8].

К недостаткам фотоприемников с КТ относят низкую квантовую эффективность [7,9], которая обусловлена низкой плотностью состояний. Для преодоления указанного недостатка было предложено использовать явление усиления электрического поля на границе раздела металл–полупроводник [10–12] с помощью возбуждения поверхностных плазмонных волн. Поле поверхностной плазмон-поляритонной волны локализовано на малом расстоянии от границы раздела, поэтому использование толстой активной области ФП не позволит значительно повысить квантовую эффективность. Цель данной рабо-

ты заключается в определении оптимальной толщины активной области ФП Ge/Si, при которой достигается максимальное увеличение электромагнитного поля поверхностной плазмонной волной.

## 2. Методика расчета

Поверхностная плазмон-поляритонная волна, распространяющаяся на границе двух сред, имеет закон дисперсии следующего вида [13]:

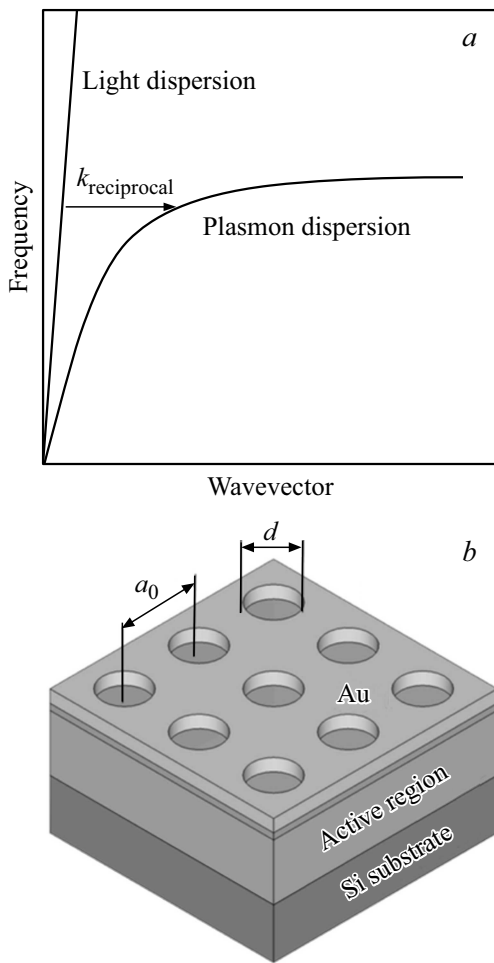
$$k_{spp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d}}, \quad (1)$$

где  $\epsilon_m$ ,  $\epsilon_d$  — диэлектрические проницаемости металла и полупроводника соответственно,  $\omega$  — частота плазмон-поляритонной волны,  $c$  — скорость света в вакууме.

Закон дисперсии плазмонов на границе золото–диэлектрик приведен на рис. 1, а. На этом же рисунке представлен закон дисперсии для световой волны. Эти две кривые не пересекаются, поэтому прямое возбуждение поверхностной плазмонной волны светом невозможно. Для генерации такого вида возбуждений необходим „дополнительный“ импульс, который может быть получен от произвольного вектора обратной решетки периодической структуры при выполнении следующего соотношения [13]:

$$k_{spp} = k_0 \sin \alpha \pm iG_x \pm jG_y, \quad (2)$$

где  $k_0$  — волновой вектор падающей электромагнитной волны,  $\alpha$  — угол падения света,  $G_x$ ,  $G_y$  — вектора



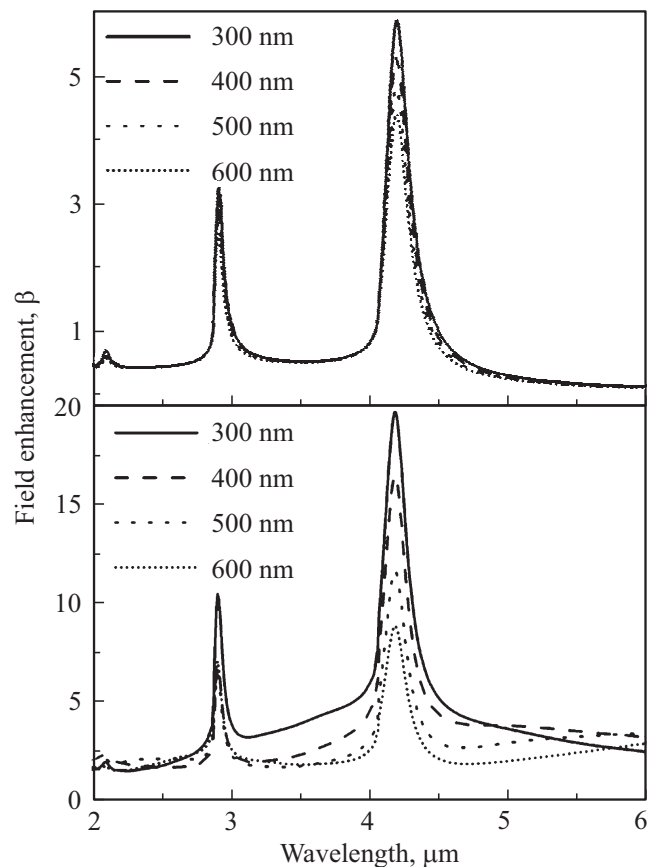
**Рис. 1.** *a* — закон дисперсии для света и плазмон-поляритонных возбуждений на границе раздела двух сред. *b* — схематическое изображение гетероструктуры для фотоприемных элементов, использованной для моделирования. Область, занятая квантовыми точками, обозначена как QD.

обратной решетки поверхностной структуры,  $i, j$  — целые числа, определяющие порядок  $(i, j)$  плазмонного резонанса. Комбинируя выражения (1) и (2), можно определить длины волн света  $\lambda_{spp}$ , при которых происходит возбуждение поверхностных плазмонов:

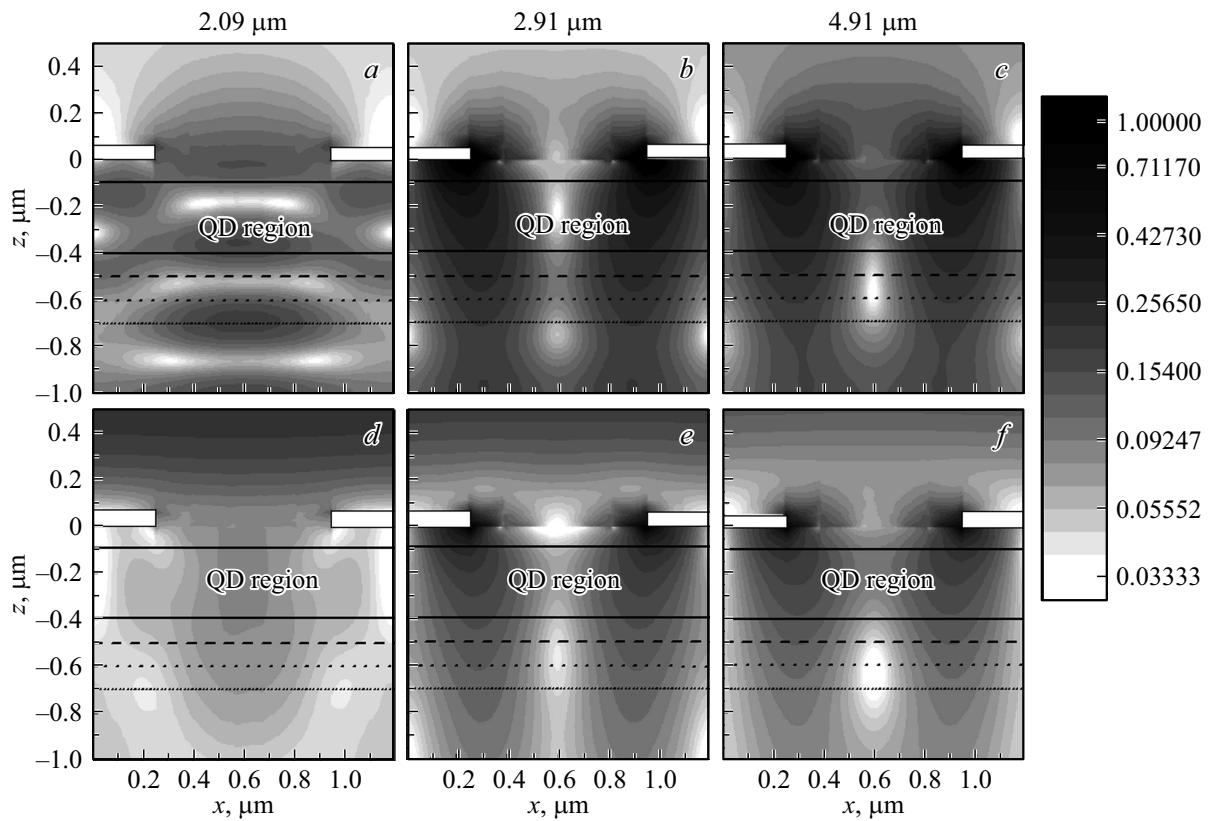
$$\lambda_{spp} = \frac{a_0}{\sqrt{i^2 + j^2}} \left( \frac{\epsilon_m \epsilon_d}{\epsilon_m + \epsilon_d} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где  $a_0$  — период решетки. В инфракрасной области длин волн диэлектрическая функция большинства металлов очень велика. Например, для золота действительная и мнимая части диэлектрической функции на длине волны 5 мкм составляют [14]  $\epsilon_1 = -1283.8$ ,  $\epsilon_2 = 252.0$ . Эта величина существенно превосходит величину диэлектрической функции кремния, которая в ИК-области имеет величину 11.5–11.7 [15,16] в зависимости от температуры. Поэтому основное влияние на положение плазмонного резонанса оказывает диэлектрическая про-

ницаемость полупроводника. ФП на базе гетероструктур Ge/Si с КТ Ge чувствительны в основном в диапазоне 3–5 мкм [7,9,17]. Если положение плазмонного резонанса будет приходиться на середину этого диапазона ( $\sim 4$  мкм), то максимум спектральной чувствительности ФП будет совпадать с длиной волны возбуждения плазмонов. Для золотой перфорированной пленки на поверхности кремния положение плазмонного резонанса низшего порядка ( $i^2 + j^2 = 1$ ) на длине волны 4 мкм реализуется при периоде 1.2 мкм. Диаметр отверстий выбран равным 0.7 мкм. Толщина золота составляла 50 нм. Область, занятая КТ Ge, имела толщину от 300 до 600 нм и была расположена на 90 нм ниже поверхности кремния. Данные параметры были выбраны исходя из следующих соображений. Увеличение этой толщины лишь отодвигает слой КТ от золотой пленки, чем ослабляет эффект использования плазмонного усиления поля. Толщина активной области может быть сколь угодно большой и ограничена лишь временем роста таких структур, однако простая оценка глубины затухания плазмонной волны [18] дает нам величину  $\sim 1$  мкм, что делает бессмысленным увеличение толщины области с КТ до больших значений.



**Рис. 2.** Зависимость эффективности усиления поля в плазмонных гетероструктурах в случае засветки со стороны воздуха (*a*) и со стороны подложки (*b*). Толщина активной области гетероструктур меняется от 300 до 600 нм.



**Рис. 3.** Распределение электрического поля в плазмонных наноструктурах на длинах волн 2,09, 2,91 и 4,19 мкм, соответствующих резонансам  $(\pm 2, 0)$  (a), (d);  $(\pm 1, \pm 1)$  (b), (e);  $(\pm 1, 0)$  (c), (f). Рисунки (a–c) соответствуют падению электромагнитной волны со стороны воздушной границы гетероструктуры, в то время как рисунки (d–f) соответствуют облучению структуры со стороны кремниевой подложки. Линиями на рисунках показаны различные толщины активной области. Белые прямоугольники указывают место расположения золотой пленки в гетероструктуре.

Моделирование электрического поля в наноструктурах было реализовано в программном пакете Comsol Multiphysics методом конечных элементов. Распределение электромагнитных полей вычислялось в элементарной ячейке с периодическими граничными условиями. Схематическое изображение структуры приведено на рис. 1, b. В ряде работ [9,11,19] при рассмотрении увеличения спектральной чувствительности ФПУ полем плазмонной волны рассматривалось два типа засветки структуры — со стороны воздуха и со стороны подложки. Засветка со стороны подложки давала существенное улучшение квантовой эффективности по сравнению с засветкой со стороны воздуха. Поэтому в рамках нашего моделирования мы рассматривали обе ситуации. Для исключения нефизических отражений на „воздушной“ и „кремниевой“ границах структуры использовались граничные условия типа perfect matched layer, которые являются основным вариантом моделирования полубесконечных сред в Comsol. Интенсивность падающей электромагнитной волны выбиралась равной 1 Вт/см<sup>2</sup>.

Чтобы определить эффективность использования плазмонных наноструктур для улучшения чувствительности ФП, была использована следующая методика [20]. В дипольном приближении вероятность оптических переходов между состояниями в квантовых точках описы-

вается следующим выражением  $R_{f,g}$ :

$$R_{f,g} \propto \frac{2\pi}{\hbar} \int_V |\langle \psi_f | \mathbf{E} \cdot e\mathbf{r} | \psi_g \rangle|^2 dV \cdot \delta(E_f - E_g - \hbar\omega). \quad (4)$$

Здесь  $f$  и  $g$  обозначают начальное и конечное состояние,  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля,  $e$  — заряд электрона,  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, описывающий точки в пространстве,  $\psi_{f,g}$  — волновые функции дырки в начальном и конечном состояниях на квантовых точках,  $E_{f,g}$  — соответствующие энергии состояний,  $\omega$  — частота электромагнитной волны. Интегрирование ведется по объему, занятому квантовыми точками. Для полноценного расчета вероятности перехода необходимо знать аналитический вид волновых функций дырок в начальном и конечном состояниях, что весьма затруднительно. Однако, поскольку характерный пространственный масштаб изменения электрического поля много больше размера отдельной квантовой точки, то выражение для интенсивности переходов может быть переписано в виде

$$R_{f,g} \propto P_{f,g} \cdot \int_V |\mathbf{E}|^2 dV, \quad (5)$$

где  $P_{f,g} = |\langle \psi_f | e\mathbf{r} | \psi_g \rangle|$  — электрический дипольный момент отдельной квантовой точки. Таким образом, эффек-

тивность усиления поля  $\beta$  в ФП с квантовыми точками может быть определена с использованием следующего выражения:

$$\beta = \frac{\int_V |\mathbf{E}|^2 dV}{\int_V |\mathbf{E}_{\text{ref}}|^2 dV}, \quad (6)$$

где  $\mathbf{E}_{\text{ref}}$  — электрическое поле в структуре без золотой пленки.

### 3. Обсуждение результатов

На рис. 2 представлена зависимость коэффициентов усиления поля  $\beta$  от длины волны для различных толщин активной области ФП в случае засветки со стороны воздуха (a) и со стороны подложки (b). Для всех толщин области ФП, занятой квантовыми точками, засветка со стороны подложки обеспечивает усиление поля в  $\sim 3.5$  раза больше по сравнению со случаем освещения со стороны воздуха. Кроме того, при толщине активной области в 300 нм засветка со стороны подложки дает узкую линию усиления на резонансной длине волны и широкую колоколообразную полосу в диапазоне длин волн от 3 до 5 мкм. Вторым важным результатом, который следует из рисунка, является немонотонная зависимость коэффициента усиления поля от толщины активной области для резонансов  $(\pm 1, \pm 1)$  (длина волны 2.91 мкм) и  $(\pm 2, 0)$  (длина волны 2.09 мкм) при засветке со стороны подложки.

Для того чтобы выяснить причину такого поведения коэффициента усиления поля, на рис. 3 представлены картины распределения электрического поля на резонансных длинах волн в случае падения света со стороны подложки (a–c) и в случае засветки со стороны воздуха (d–f). Из карт распределения электрического поля на длинах волн 2.09 и 2.91 мкм при засветке со стороны подложки видно, что увеличение толщины активной области может лишь увеличивать интеграл в числителе выражения (6). Таким образом, немонотонный характер зависимости коэффициента усиления при облучении со стороны кремниевой матрицы может быть лишь следствием немонотонного характера знаменателя в выражении (6).

На рис. 4 представлена зависимость объемного интеграла квадрата модуля электрического поля для структуры без золотой пленки при облучении со стороны воздуха (a) и со стороны подложки (b). При засветке со стороны подложки вероятность поглощения фотона осциллирует с изменением длины волны, приводя к тому, что на длине волны 2.09 мкм происходит переход от локального максимума к локальному минимуму и обратно при увеличении толщины активной области. Этим объясняется немонотонный характер зависимости коэффициента усиления поля на длинах волн 2.09 и 2.91 мкм. Широкий локальный минимум вероятности поглощения фотона в образце без золотой пленки при толщине активной области 300 нм приводит к колоколообразной форме фактора усиления поля в структуре с

золотом. В случае же падения света со стороны воздуха матричный элемент оптического перехода не зависит от длины волны. В то же время для структур с золотой решеткой матричные элементы оптических переходов практически повторяют кривые на рис. 2, a, как при засветке со стороны воздуха, так и при засветке со стороны подложки. Различается лишь амплитуда пиков, однако их характер не меняется.

Чтобы понять, почему в случае засветки со стороны воздуха матричный элемент не зависит от длины волны, а в случае засветки со стороны подложки осциллирует при изменении частоты падающего света, рассмотрим распределение электрического поля при нормальном падении света на границу раздела двух диэлектрических сред. Амплитуду падающей волны примем за  $E_0$ . Тогда в среде, из которой падает свет (I) и в которую свет проходит (II), распределение электрического поля в направлении, перпендикулярном границе раздела, описывается выражением

$$E_I(z) = E_0 \exp(i(\omega t - k_0 z)) + RE_0 \exp(i(\omega t + k_0 z)), \quad (7)$$

$$E_{II}(z) = TE_0 \exp(i(\omega t - k_0 z)). \quad (8)$$

Здесь  $z$  — координата в направлении, перпендикулярном границе раздела сред,  $R$  и  $T$  — амплитудные коэф-

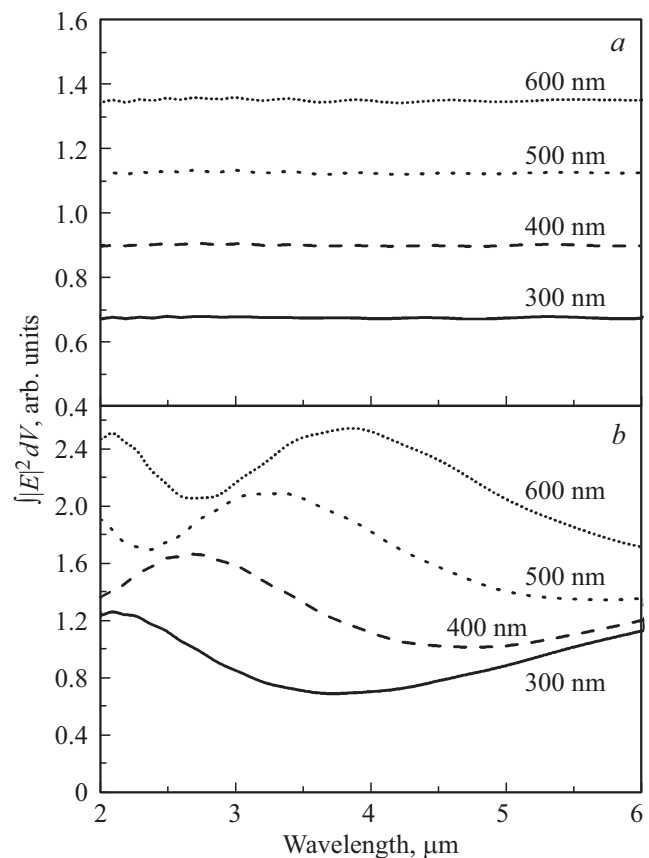


Рис. 4. Объемный интеграл от квадрата электрического поля для гетероструктуры без золотой пленки при засветке (a) со стороны воздуха и (b) со стороны кремниевой матрицы.

коэффициенты отражения и прохождения света, связанные соотношением  $|R|^2 + |T|^2 = 1$ . Выражение (7) может быть переписано в виде

$$E_I(z) = E_0(1 - R) \exp(i(\omega t - k_0 z)) + 2RE_0 \exp(i\omega t) \cos(k_0 z). \quad (9)$$

Здесь в явном виде появляется осциллирующий член, обусловленный интерференцией падающей и отраженной волн. Таким образом, немонотонный характер поведения коэффициента усиления при засветке со стороны подложки связан с интерференцией падающей и отраженной волн в матрице кремния.

#### 4. Заключение

Подводя итог, отметим, что в работе исследована эффективность усиления электрического поля плазмонами наноструктурами с различной толщиной активной области при падении света со стороны воздуха и со стороны подложки. Установлено, что засветка со стороны подложки приводит к эффективности усиления поля в  $\sim 3.5$  раза лучшей, чем в случае воздуха. Обнаружено, что для резонансов  $(\pm 1, \pm 1)$  и  $(\pm 2, 0)$  в случае засветки со стороны подложки зависимость эффективности усиления поля от толщины активной области носит немонотонный характер. Данный эффект объяснен интерференцией падающей и отраженной электромагнитных волн в исходных структурах без золотой пленки.

Исследования выполнены при финансовой поддержке гранта Российского научного фонда (проект 14-12-00931п). Авторы хотели бы поблагодарить А.А. Богданова за полезные обсуждения об особенностях моделирования в пакете Comsol Multiphysics.

#### Список литературы

- [1] F.D.P. Alves, J. Amorim, M. Byloos, H.C. Liu, A. Bezinger, M. Buchanan, N. Hanson, G. Karunasiri. *J. Appl. Phys.*, **103**, 114515 (2008).
- [2] B. Xing, H.C. Liu, P.H. Wilson, M. Buchanan, Z.R. Wasilewski, J.G. Simmons. *J. Appl. Phys.*, **76**, 1889 (1994).
- [3] D.C. Wang, G. Bosman, Y.H. Wang, S.S. Li. *J. Appl. Phys.*, **77**, 1107 (1995).
- [4] A. Yakimov, V. Timofeev, A. Bloshkin, A. Nikiforov, A. Dvurechenskii. *Nanoscale Res. Lett.*, **7** (1), 494 (2012).
- [5] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, A.A. Bloshkin, V.A. Armbrister, P.A. Kuchinskaya, A.V. Dvurechenskii. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 032104 (2015).
- [6] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, V.A. Armbrister, A.A. Bloshkin, A.V. Dvurechenskii. *Phys. Rev. B*, **90**, 035430 (2014).
- [7] A.I. Yakimov, V.A. Timofeev, A.A. Bloshkin, V.V. Kirienko, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii. *J. Appl. Phys.*, **112**, 034511 (2012).
- [8] N. Rappaport, E. Finkman, T. Brunhes, P. Boucaud, S. Sauvage, N. Yam, V. Le Thanh, D. Bouchier. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 3224 (2000).
- [9] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, V.A. Armbrister, A.A. Bloshkin, A.V. Dvurechenskii. *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 171107 (2018).
- [10] P. Vasinajindakaw, J. Vaillancourt, G. Gu, R. Liu, Y. Ling, X. Lu. *Appl. Phys. Lett.*, **98**, 1 (2011).
- [11] S.C. Lee, S. Krishna, S.R.J. Brueck. *Appl. Phys. Lett.*, **97**, 10 (2010).
- [12] A.I. Yakimov, V.V. Kirienko, A.A. Bloshkin, V.A. Armbrister, A.V. Dvurechenskii, J.-M. Hartmann. *Opt. Express*, **25**, 25602 (2017).
- [13] H.F. Ghaemi, T. Thio, D. Grupp, T.W. Ebbesen, H.J. Lezec. *Phys. Rev. B*, **58**, 6779 (1998).
- [14] M.A. Ordal, R.J. Bell, R.W. Alexander, L.L. Long, M.R. Querry. *Appl. Optics*, **26**, 744 (1987).
- [15] H.H. Li. *J. Phys. Chem. Ref. Data* **9**, 561 (1980).
- [16] D. Chandler-Horowitz, P.M. Amirtharaj. *J. Appl. Phys.*, **97**, 123526 (2005).
- [17] A.I. Yakimov, A.A. Bloshkin, V.A. Timofeev, A.I. Nikiforov, A.V. Dvurechenskii. *Appl. Phys. Lett.*, **100**, 10 (2012).
- [18] W.L. Barnes. *J. Opt. Pure Appl. Optics*, **8**, S87 (2006).
- [19] G. Gu, J. Vaillancourt, P. Vasinajindakaw, X. Lu. *Semicond. Sci. Technol.*, **28**, 105005 (2013).
- [20] G. Gu, N. Mojaverian, J. Vaillancourt, X. Lu. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **47**, 435106 (2014).

Редактор Г.А. Оганесян

#### Plasmon enhancement of electric field in midinfrared quantum dot Ge/Si photodetectors with different thickness of active region

A.A. Bloshkin<sup>1,2</sup>, A.I. Yakimov<sup>1</sup>, A.V. Dvurechenskii<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

<sup>2</sup> Novosibirsk State University, 630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** We perform numerical simulation of electric field spatial distribution in Ge/Si heterostructures for photodetector application coupled with a gold film perforated with a two-dimensional subwavelength hole array. Period of plasmonic metasurfaces is  $1.2 \mu\text{m}$  and the diameter of holes is  $0.7 \mu\text{m}$ . Near-field enhancement factor was determined for different thicknesses of photodetector active region. It is demonstrated that illumination of photodetector from surface side give approximately 3.5 times large field amplification factor comparable with illumination from air side of the detector. It is found that near-field enhancement factor changes nonmonotonic with increase of active region thickness in the case of surface side illumination.