

Селективное усиление фототока дырок поверхностными плазмон-поляритонами в слоях квантовых точек Ge/Si

А. И. Якимов^{+*1)}, В. В. Кириенко⁺, В. А. Армбристер⁺, А. В. Двуреченский^{+×}

⁺Институт физики полупроводников им. А.В.Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

^{*}Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия

[×]Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 13 февраля 2017 г.

После переработки 27 февраля 2017 г.

Обнаружено, что интеграция гетероструктур Ge/Si, содержащих слои квантовых точек Ge, с двумерными регулярными решетками субволновых отверстий в золотой пленке на поверхности полупроводника приводит к многократному (до 20 раз) усилению фототока дырок в узких областях длин волн фотонов среднего инфракрасного диапазона. Результаты объяснены возбуждением световой волной поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл-полупроводник, эффективно взаимодействующих с внутризонными переходами дырок в квантовых точках.

DOI: 10.7868/S0370274X17070025

В гетероструктурах Ge/Si с квантовыми точками (КТ) Ge и дырочным типом проводимости наблюдается фототок в среднем окне прозрачности земной атмосферы (3–5 мкм), что обусловлено внутризонными переходами дырок между уровнями размерного квантования в КТ и состояниями континуума объемного Si [1–4]. Недавно в таких гетероструктурах было обнаружено увеличение токовой чувствительности и времени жизни фотовозбужденных дырок при уменьшении геометрических размеров квантовых точек [5], свидетельствующее о проявлении эффекта “узкого фононного горла” (phonon bottleneck), в основе которого лежит подавление рассеяния на ЛО-фононах, когда расщепление уровней размерного квантования превышает энергию фонона. Кроме того, в ансамблях КТ Ge/Si с размерами квантовых точек ~ 10 нм значительно уменьшается скорость термической генерации носителей заряда вследствие дискретности энергетического спектра и большой эффективной массы дырок, что приводит к малым темновым токам и достаточно большой ($\sim 10^{11}$ Гц^{1/2} · см/Вт при $T = 90$ К) обнаружительной способности фотодетекторов [6]. Все эти обстоятельства стимулируют особый интерес к фотонным приемникам, содержащим в качестве активного элемента слои КТ Ge/Si. Несмотря на очевидные достоинства фотодетекторов с КТ, достигнутая в настоящее время чувствительность к излучению среднего ин-

фракрасного (ИК) диапазона не велика и составляет 1–10 мА/Вт [4]. Основная причина – малая плотность состояний, связанных с КТ, и, как следствие, малый коэффициент поглощения света. В связи с этим возникают фундаментальные задачи поиска физических механизмов увеличения фототока в гетероструктурах с КТ.

Идея проведенного эксперимента заключалась в использовании явления экстраординарного прохождения света (extraordinary optical transmission) через двумерные решетки субволновых нанотверстий, периодически расположенных в металлических пленках [7, 8]. Важно, что диаметр отверстий должен быть меньше длины волны. Известно, что в определенных условиях при облучении перфорированных металлических структур светом возникают связанные колебания электромагнитного поля и электронов проводимости (плазмоны), распространяющиеся вдоль поверхности проводника [9]. Для слоистых структур металл-диэлектрик такие возбуждения носят характер поверхностных плазмон-поляритонов. Здесь термин “плазмон” относится к осцилляциям заряда на поверхности металла, а “поляритон” – к электромагнитному полю в диэлектрике. Условием генерации поверхностных плазмон-поляритонов является следующее соотношение между волновыми векторами падающего излучения, плазмонов и векторов обратной решетки, характеризующей периодическую модуляцию электронной плотности в перфорированном металле [7]:

¹⁾e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

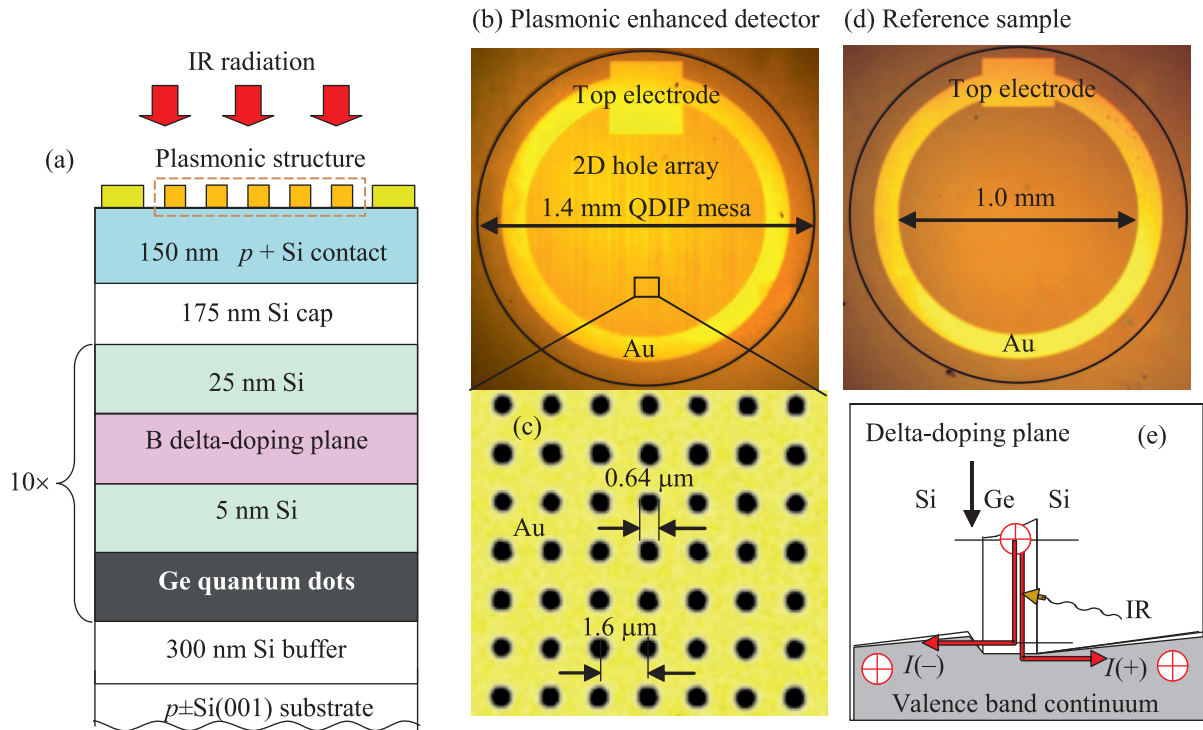


Рис. 1. (Цветной онлайн) (а) – Схематический разрез многослойной гетероструктуры с квантовыми точками Ge в матрице Si. На поверхность полупроводника нанесен генератор поверхностных плазмон-поляритонных волн – двумерная (2D) периодическая решетка субволновых отверстий в золотой пленке. (б) – Оптическое изображение гибридного Ge/Si фотодетектора с квантовыми точками (QDIP), интегрированного с 2D-решеткой отверстий в золотой пленке на его поверхности (вид сверху). (в) – Увеличенное изображение фрагмента квадратной решетки круглых отверстий в пленке Au, полученное в электронном микроскопе. Для данного образца диаметр отверстий $a = 0.64 \pm 0.03$ мкм, период решетки $d = 1.6$ мкм. (г) – Оптическое изображение контрольного фотодетектора с квантовыми точками Ge без плазмонной структуры (вид сверху), используемого для выявления особенностей фототока, связанных с плазмон-поляритонным резонансом. (е) – Схематическое изображение фрагмента профиля валентной зоны гетероструктуры Ge/Si вдоль оси роста и возможные внутризонные переходы дырок, приводящие к возникновению фототока $I(+)$ и $I(-)$ при положительном и отрицательном напряжениях соответственно

$$k_{sp} = k_{inc} \pm iG_x \pm jG_y, \quad (1)$$

где k_{sp} – волновой вектор плазмона, k_{inc} – компонента волнового вектора падающего излучения в плоскости образца, $G_{x,y}$ – волновые вектора обратной решетки, i, j – целые числа.

Для заданной геометрии решетки только при определенных длинах волн падающего излучения возможно возбуждение поверхностных плазмонных волн. Так, в первом приближении, для двумерной квадратной решетки длину волны плазмонного резонанса при нормальном падении света можно определить по формуле [10]:

$$\lambda_{ij} = \frac{d}{\sqrt{i^2 + j^2}} \operatorname{Re} \left\{ \left[\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d} \right]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

где d – период решетки, ε_d и ε_m – диэлектрические проницаемости диэлектрика и покрывающего его металла соответственно.

Особенностью плазмон-поляритонной волны, распространяющейся вдоль границы между металлом и диэлектриком, является очень сильная локализация электрического поля вблизи поверхности. Напряженность этого поля намного превышает напряженность поля в возбуждающей плазмоне световой волне. Поле быстро затухает при удалении от границы раздела и зажато на масштабах много меньше, чем длина волны [11]. Если квантовая точка находится внутри волновой зоны поверхностного плазмона и в КТ есть дипольно разрешенные переходы с частотой, близкой к частоте колебаний плазменного диполя, возможна безызлучательная передача возбуждения от осциллирующего плазмона к КТ [12]. Таким образом, разместив в области локализации плазмона весь активный слой фотоприемника, чувствительный к длинам

волн плазмонного резонанса, возможно ожидать значительное усиление фототока [13–15].

Как правило, фотоприемные устройства работают в условиях падения излучения по нормали к поверхности детектора. В этом случае вектор электрического поля в электромагнитной волне лежит только в плоскости гетероструктуры (x, y). В нашем варианте, поскольку плазмонная волна распространяется в плоскости образца, в ней присутствует еще и компонента электрического поля, направленная вдоль вертикальной оси (z -компонента) [10, 12]. Именно при такой поляризации электромагнитной волны максимальная сила осциллятора для переходов дырок из состояний, связанных в КТ Ge, в пространственные состояния валентной зоны [4, 16]. Это обстоятельство может являться еще одной причиной увеличения фототока в гибридных Au/Si структурах с КТ Ge и плазмонным резонатором.

Образцы выращивали методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке p^+ -Si(001), служащей нижним электрическим контактом при фотоэлектрических измерениях (рис. 1а). Объемное сопротивление подложки составляло $0.02 \text{ Ом} \cdot \text{см}$. Верхний контакт формировался осаждением 150 нм p^+ -Si с концентрацией бора $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Структуры состояли из буферного слоя Si толщиной 300 нм , десяти слоев квантовых точек Ge, разделенных промежутками Si толщиной 30 нм , и покрывающего слоя Si толщиной 175 нм . Для синтеза массивов нанокластеров Ge использовали явление самоорганизации полупроводниковых наноструктур в процессе гетероэпитаксиального роста материалов с большим несоответствием параметров решетки (механизм роста Странского–Крастанова). Осаждение слоев Ge номинальной толщиной покрытия 0.85 нм проводили при температуре 400°C со скоростью $0.4 \text{ \AA}/\text{с}$. Непосредственно после формирования нанокластеров Ge осуществляли заравнивание каждого слоя Ge слоем Si толщиной 5 нм при 550°C . Дальнейший рост барьерных слоев Si выполняли при 500°C . Квантовые точки Ge имели форму hut-кластеров [4]. Плотность КТ составляла $\sim 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, латеральные размеры $10.5 \pm 2.8 \text{ нм}$, высота на порядок меньше. Контролируемое заполнение КТ дырками реализовывали введением δ -легированных бором слоев Si на расстоянии 5 нм выше слоев Ge. Плотность атомов бора в каждом δ -легированном слое составила $7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для создания омических контактов к сильно легированным слоям кремния использовали слои Au/Ti, нанесенные в высоковакуумной установке.

Плазмонную структуру создавали нанесением на поверхность гетероструктуры пленки Au толщиной

50 нм и формированием на ней квадратной решетки из круглых отверстий с помощью оптической литографии (рис. 1б). Диаметр отверстий $a = 0.64 \pm \pm 0.03 \text{ мкм}$ (рис. 1с), период решетки в различных образцах составлял $d = 1.6, 1.8 \text{ и } 2.0 \text{ мкм}$. Для выявления особенностей фототока, связанных с плазмонным резонансом, были изготовлены также стандартные фоточувствительные гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge. Их отличие от предыдущих образцов заключалось лишь в отсутствии перфорированной золотой пленки на поверхности (рис. 1д).

Измерения спектров фототока проводили при температуре 90 К с помощью ИК фурье-спектрометра Bruker Vertex 70 в режиме Rapid-Scan с разрешением 10 см^{-1} . Излучение глобара падало по нормали к поверхности образцов. Полученные с помощью фурье-преобразования спектры фототока нормировались на спектр излучения глобара, измеренный пироэлектрическим детектором DLATGS. На рис. 1е проиллюстрированы внутризонные переходы дырок в КТ Ge/Si, приводящие к появлению фототока в среднем ИК-диапазоне при напряжениях различной полярности. Здесь и далее положительные значения напряжения отвечают ситуации, когда дырки движутся от верхнего электрического контакта в сторону подложки. Отрицательные – наоборот.

На рис. 2 приведены спектральные характеристики токовой чувствительности серии образцов в отсутствие приложенного к образцам смещения ($U_b = 0 \text{ В}$). Как показано ранее [17], основной причиной фотовольтаического поведения является наличие встроенного электрического поля, индуцированного зарядом в расположенном рядом с КТ δ -легированном слое кремния, и возникающая при этом асимметрия профиля валентной зоны (рис. 1е). Контрольный образец ведет себя обычным образом [6]: спектральная полоса фототклика покрывает диапазон длин волн фотонов от 1.5 до $\sim 5 \text{ мкм}$ с максимальной чувствительностью в области 3.2 мкм . На характеристиках фотодетекторов с плазмонным резонатором присутствуют особенности в виде узких пиков фототока. Отношение ширины пиков на их полувысоте к длине волны, на которой они появляются, составляет около 5% . Это наблюдение позволяет говорить о селективном усилении фототока в гибридных структурах.

Происхождение пиков фототока достаточно убедительно можно объяснить с привлечением концепции поверхностных плазмонов. Для более детального анализа определим коэффициент усиления фототока $K = I_{\text{sp}}(\lambda)/I_{\text{ref}}(\lambda)$, где $I_{\text{sp}}(\lambda)$ и $I_{\text{ref}}(\lambda)$ – спектраль-

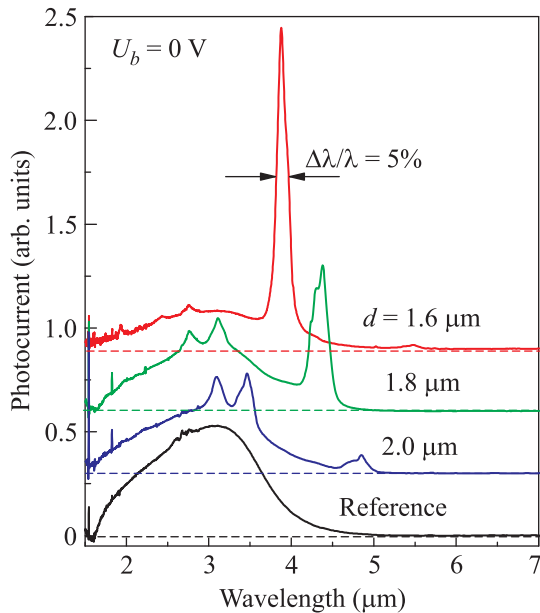


Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектры фототока контрольного образца и гибридных структур в фотовольтаическом режиме. Гибридные структуры представляют собой образцы Ge/Si, на поверхность которых нанесены пленки Au с регулярной решеткой отверстий, расположенных с различным периодом d (рис. 1b). Для удобства восприятия спектры сдвинуты по вертикали. Штриховыми линиями показан нулевой уровень фототока для каждого из образцов

ные характеристики фототока образца с плазмонной структурой и контрольного образца соответственно. На рис. 3 приведены зависимости $K(\lambda)$ в полулогарифмических координатах для образцов с различным периодом решетки. Стрелками показаны ожидаемые значения длины волны плазмон-поляритонного резонанса λ_{ij} , рассчитанные с помощью формулы (2). Видно, что особенности фототока находятся точно в областях возбуждения поверхностных плазмон-поляритонных волн. Для образца с $d = 1.6$ мкм наблюдаем четыре пика, соответствующие основному состоянию плазмона $\lambda_{01} = \lambda_{10} = 5.47$ мкм и более высоким порядкам решетки $\lambda_{11} = \lambda_{01}/\sqrt{2} = 3.87$ мкм, $\lambda_{02} = \lambda_{01}/2 = 2.74$ мкм, $\lambda_{12} = \lambda_{01}/\sqrt{5} = 2.45$ мкм. В случае $d = 1.8$ и 2.0 мкм основной плазмонный резонанс должен находиться при $\lambda_{01} = 6.16$ и 6.84 мкм соответственно, но наши фотодетекторы не чувствительны к излучению в этой области ИК-спектра. Поэтому на спектральных характеристиках $K(\lambda)$ этих образцов отсутствуют пики, отвечающие состоянию плазмон-поляритона (01). Однако другие моды видны отчетливо. Обращает на себя внимание тот факт, что при $\lambda = \lambda_{11}$ фототок возрастает на порядок для $d = 1.6$ и 2.0 мкм и в 20 раз для $d = 1.8$ мкм.

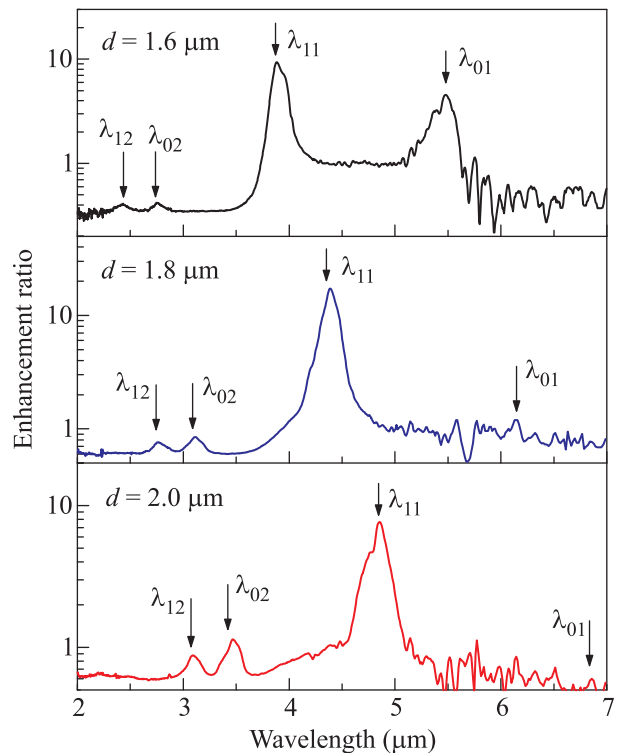


Рис. 3. (Цветной онлайн) Спектральные характеристики коэффициента усиления фототока $K(\lambda)$ при $U_b = 0$ В в гибридных структурах с разным периодом решетки отверстий d . Вертикальная ось приведена в логарифмическом масштабе. Стрелками показаны теоретические значения длины волны плазмон-поляритонного резонанса λ_{ij} , рассчитанные с помощью формулы (2)

Таким образом, в проведенной авторами работе созданы гибридные фотодетекторы, представляющие собой полупроводниковые гетероструктуры Ge/Si с квантовыми точками Ge p -типа и нанесенными на поверхность полупроводника двумерными периодическими решетками субволновых отверстий в золотой пленке. Обнаружено многократное (до 20 раз) усиление фототока в узких областях длин волн фотонов среднего ИК-диапазона по сравнению с гетероструктурами, не содержащими перфорированные металлические пленки. Отношение ширины пиков фототока к длине волны фотонов, на которой происходит усиление, достигает 5%. Результаты объяснены возбуждением световой волной поверхностных плазмон-поляритонов, эффективно взаимодействующих с внутризонными переходами дырок в квантовых точках.

Исследование выполнено при поддержке РФФИ (грант # 16-29-03024).

1. C. Miesner, O. Röthig, K. Brunner, and G. Abstreiter, *Physica E* **7**, 146 (2000).
2. N. Rappaport, E. Finkman, T. Brunhes, P. Boucaud, S. Sauvage, N. Yam, V. Le Thanh, and D. Bouchier, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3224 (2000).
3. В. Ю. Паневин, А. Н. Софронов, Л. Е. Воробьев, Д. А. Фирсов, В. А. Шалыгин, М. Я. Винниченко, Р. М. Балагула, А. А. Тонких, P. Werner, B. Fuhrman, G. Schmidt, *ФТП* **47**, 1599 (2013).
4. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, V. A. Armbrister, A. A. Bloshkin, A. V. Dvurechenskii, and A. A. Shklyaev, *Mater. Res. Express* **3**, 105032 (2016).
5. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, V. A. Armbrister, A. A. Bloshkin, and A. V. Dvurechenskii, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 213502 (2015).
6. A. V. Dvurechenskii and A. I. Yakimov, *Silicon-based nanoheterostructures with quantum dots*. In: *Advances in Semiconductor Nanostructures*, ed. by A. V. Latyshev, A. V. Dvurechenskii, and A. L. Aseev, Amsterdam, Elsevier (2017), p. 59.
7. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, *Nature* **391**, 667 (1998).
8. C. Genet and T. W. Ebbesen, *Nature* **445**, 39 (2007).
9. R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1530 (1968).
10. S. C. Lee, S. Krishna, and S. R. J. Brueck, *Opt. Express* **17**, 23160 (2009).
11. W. L. Barnes, *J. Opt. A Pure Appl. Opt.* **8**, S87 (2006).
12. G. Gu, J. Vaillancourt, and X. Lu, *Opt. Express* **22**, 24970 (2014).
13. C.-C. Chang, Y. D. Sharma, Y.-S. Kim, J. A. Bur, R. V. Shenoi, S. Krishna, D. Huang, and S.-Y. Lin, *Nano Lett.* **10**, 1704 (2010).
14. S. C. Lee, S. Krishna, and S. R. J. Brueck, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 021112 (2010).
15. G. Gu, J. Vaillancourt, P. Vasinajindakaw, and X. Lu, *Semicond. Sci. Technol.* **28**, 105005 (2013).
16. A. N. Sofronov, L. E. Vorobjev, D. A. Firsov, V. Yu. Panevin, R. M. Balagula, P. Werner, and A. A. Tonkikh, *Superlattices Microstruct.* **87**, 53 (2015).
17. A. I. Yakimov, V. A. Timofeev, A. A. Bloshkin, V. V. Kirienko, A. I. Nikiforov, and A. V. Dvurechenskii, *J. Appl. Phys.* **112**, 034511 (2012).