

УДК 621.31:535.215

PACS: 85.60.Gz; 68.65.Hb; 81.10.Aj

Влияние разброса размеров наностроек на темновой ток фотоприемников с квантовыми точками

А. В. Войцеховский, А. П. Коханенко, К. А. Лозовой, Р. Духан

В данной работе рассматриваются вопросы оптимизации условий роста в методе молекулярно-лучевой эпитаксии для создания высокоэффективных инфракрасных фотоприемников с квантовыми точками. В качестве модельной материальной системы для теоретических исследований выбраны гетероструктуры с квантовыми точками германия и кремния на поверхности кремния. Для расчетов зависимостей параметров массива квантовых точек в условиях синтеза предложена кинетическая модель роста квантовых точек различной формы на основе общей теории нуклеации. Теория улучшается путем учета изменения свободной энергии зарождения островка за счет образования дополнительных ребер островков и за счет зависимости поверхностных энергий граней квантовых точек от толщины двумерного смачивающего слоя при росте по механизму Странского–Крастанова. Проведены расчеты шумовых и сигнальных характеристик инфракрасных фотоприемников на основе гетероструктур с квантовыми точками германия на кремнии. Оценены темновые токи в таких структурах, вызванные тепловой эмиссией и барьерным туннелированием носителей, а также обнаружительная способность фотоприемника в приближении ограничений генерационно-рекомбинационными шумами. Приводятся результаты расчетов параметров гетероструктур с квантовыми точками и их зависимости от параметров роста, а также характеристики квантово-точечных фотоприемников. Проведено сравнение рассчитанных параметров ансамблей квантовых точек и характеристик квантово-точечных фотоприемников с экспериментальными данными.

Ключевые слова: инфракрасные фотодетекторы, темновой ток, шумовые характеристики, наногетероструктуры, молекулярно-лучевая эпитаксия, распределение островков по размерам.

Ссылка: Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лозовой К. А., Духан Р. // Прикладная физика. 2018. № 6. С. 35.

Reference: A. V. Voitsekhovskii, A. P. Kokhanenko, K. A. Lozovoy, and R. Douhan, Prikl. Fiz., No. 6, 35 (2018).

Введение

Исследователи уделяют большое внимание созданию различных электронных устройств на основе структур с квантовыми точками германия на кремнии ещё с начала 1990-х годов, когда они впервые были получены в экспериментах методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Среди

этих устройств инфракрасные фотоприемники, быстродействующие транзисторы и солнечные элементы [1–5]. Такой высокий интерес к гетероструктурам Ge-Si с квантовыми точками обусловлен большим количеством уникальных свойств этих структур, вызванных эффектами размерного квантования.

Целый ряд новых явлений, существующих в структурах с квантовыми точками, делает их привлекательными для применения во всевозможных устройствах нано- и оптоэлектроники [6–10].

Инфракрасные фотоприемники могут использоваться в широком спектре различных применений: для военных и гражданских нужд, в энергетике, медицине и промышленности. Фотодетектор должен обладать высокими рабочими характеристиками (такими как чувствительность и обнаружительная способность), работать при высоких температурах и иметь достаточно низкую цену. На сегодняшний день основным материалом

Войцеховский Александр Васильевич, профессор, д.ф.-м.н.

Коханенко Андрей Павлович, профессор, д.ф.-м.н.

Лозовой Кирилл Александрович, доцент, к.ф.-м.н.

Духан Рахаф, аспирант.

Томский государственный университет.

Россия, 634050, г. Томск, пр. Ленина, 36.

Тел. (3822) 413-517.

E-mail: vav43@mail.tsu.ru; kokh@mail.tsu.ru; lka@sibmail.com;

rd_dh_k_h_r@hotmail.com

Статья поступила в редакцию 15 октября 2018 г.

© Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лозовой К. А., Духан Р., 2018

для создания инфракрасных фотоприемников является теллурид кадмия-ртути (КРТ). Однако есть некоторые технологические трудности, связанные с синтезом эпитаксиальных слоев КРТ. И теперь инфракрасные фотоприемники с квантовыми точками могут стать хорошей альтернативой традиционным детекторам [11–13].

На сегодняшний день реализованы не все потенциальные преимущества фотоприемников с квантовыми точками. Это можно объяснить как низкой степенью однородности островков в массиве, так и неоптимальной энергетической структурой таких детекторов. Например, квантовые точки могут иметь дополнительные уровни энергии, расположенные между основным и возбужденным состояниями, которые отвечают за поглощение излучения данной длины волны. Кроме того, возбужденный уровень энергии может быть довольно далек от зоны проводимости, и требуются высокие напряжения смещения. Эти факторы увеличивают темновой ток и уменьшают коэффициент поглощения. В конечном счете, это заметно уменьшает обнаружительную способность квантово-точечных фотоприемников по сравнению с предсказанными предельными характеристиками [11–15].

Характеристики квантово-точечных фотодетекторов напрямую зависят от параметров ансамбля квантовых точек, а именно: поверхностной плотности и формы островков, их среднего размера в плоскости основания и функции распределения по размерам. В то же время основным методом получения массивов квантовых точек на сегодняшний день является их самоорганизация в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии. В связи с этим, управлять параметрами формирующихся таким образом островков можно лишь косвенно, контролируя условия синтеза: температуру роста, скорость осаждения и количество осажденного материала [16–18].

В данной работе комплексно рассматриваются вопросы оптимизации условий роста в методе молекулярно-лучевой эпитаксии для создания высокоэффективных инфракрасных фотоприемников с квантовыми точками. В качестве модельной материальной системы для теоретических исследований выбраны гетероструктуры с квантовыми точками германия и кремния на поверхности кремния. Для расчетов зависимостей параметров массива квантовых точек в условиях синтеза предложена кинетическая модель роста квантовых точек различной формы на основе общей теории нуклеации. Теория улучшается путем учета изменения свободной энергии зарождения островка за счет образования дополнительных ребер островков и за счет зависимости поверхностных энергий

граней квантовых точек от толщины двумерного смачивающего слоя при росте по механизму Странского–Крастанова. Проведены расчеты шумовых и сигнальных характеристик инфракрасных фотоприемников на основе гетероструктур с квантовыми точками германия на кремнии. Оценены темновые токи в таких структурах, вызванные тепловой эмиссией и барьерным туннелированием носителей, а также обнаружительная способность фотоприемника в приближении ограничений генерационно-рекомбинационными шумами. Приводятся результаты расчетов параметров гетероструктур с квантовыми точками и их зависимости от параметров роста, а также характеристики квантово-точечных фотоприемников. Проведено сравнение рассчитанных параметров ансамблей квантовых точек и характеристик квантово-точечных фотоприемников с экспериментальными данными.

Кинетическая модель роста квантовых точек по механизму Странского–Крастанова

Для расчета параметров массива квантовых точек, таких как средний размер L_{av} , дисперсия размера δL и поверхностная плотность квантовых точек N , была использована кинетическая модель роста квантовых точек Ge на Si [19–22]. Эта модель основана на обобщении классической теории нуклеации и позволяет определить зависимости поверхностной плотности квантовых точек и функции распределения по размерам от температуры роста и скорости осаждения. Для моделирования роста квантовых точек, в первую очередь, были определены такие термодинамические параметры системы Ge/Si как изменение свободной энергии при переходе от двумерного к трехмерному росту и равновесная толщина смачивающего слоя [23–25]. Рассмотрены изменения свободной энергии за счет релаксации упругих напряжений, образования дополнительных ребер, увеличения поверхности граней и уменьшения притяжения атомов к подложке. Кроме того, учитывалась зависимость поверхностной энергии от толщины осажденного материала. Изменение свободной энергии $\Delta F(i)$ при переходе i атомов из смачивающего слоя в островок может быть записано в виде суммы трех слагаемых [25]:

$$\Delta F(i) = Ai^{2/3} - B\zeta i + Ci^{1/3}, \quad (1)$$

где $\zeta = h / h_{eq} - 1$ – перенапряжение смачивающего слоя; h – толщина смачивающего слоя Ge; h_{eq} – равновесная толщина смачивающего слоя, при которой переход атомов из смачивающего слоя в островок становится энергетически выгодным.

Согласно критерию Мюллера–Керна [26], для толщины смачивающего слоя $h < h_{eq}$ происходит послойный рост. Если $h > h_{eq}$, то наблюдается переход 2D–3D, что приводит к уменьшению свободной энергии [20]. A , B и C являются параметрами, зависящими от температуры роста и термодинамических свойств материалов и характеризующими увеличение поверхностной энергии, релаксацию упругих напряжений и изменение свободной энергии за счет образования дополнительных ребер соответственно.

Равновесную толщину слоя смачивания h_{eq} можно найти, решая следующее уравнение [27]:

$$[1 - Z(\varphi)]\lambda\varepsilon_0^2 - \frac{1}{d_0} \left\{ \gamma_s - [\gamma(0,0) - \gamma(0,\infty)]e^{-B_0 \frac{h_{eq}}{d_0}} - \gamma(0,\infty) \right\} \times \exp\left(-\frac{h_{eq}}{k_0 d_0}\right) = 0 \quad (2)$$

где $Z(\varphi)$ – коэффициент упругой деформационной релаксации [28–30]; φ – контактный угол квантовой точки; λ – модуль упругости материала; ε_0 – несоответствие решеток; d_0 – высота одного монослоя (МС); γ_s – удельная поверхностная энергия подложки; k_0 – коэффициент релаксации. $\gamma(\varphi, 0)$ и $\gamma(\varphi, \infty)$ – удельные поверхностные энергии грани с углом контакта φ на поверхности чистого кремния (без смачивающего слоя) и на поверхности чистого напряженного германия (смачивающий слой бесконечной толщины) соответственно [20, 26, 31–33]; B_0 – безразмерный параметр, характеризующий скорость изменения удельной поверхностной энергии с толщиной осажденного материала [34–38].

Затем вычисляются скорость зарождения островков, поверхностная плотность квантовых точек, скорость поступления атомов на остров, критическая толщина слоя смачивания h_c и функция распределения по размерам квантовых точек [21–25].

С учетом вклада ребер в свободную энергию атомов в островке, чтобы определить критическую толщину h_c перехода от двумерного к трехмерному росту, необходимо решить следующее уравнение для критического перенапряжения $\zeta_c = (h_c / h_{eq} - 1)$ [25]:

$$\frac{4}{3\sqrt{\pi}} \frac{h_{eq}}{d_0} \frac{\zeta_c}{2a(\zeta_c + 1)F(\zeta_c)} \times \left[\frac{2F(\zeta_c)}{\zeta_c^2} \frac{\tau_{inc}}{t_{eq}} \right]^{\frac{5}{2}} \exp[F(\zeta_c)] = 1, \quad (3)$$

где $t_{eq} = h_{eq} / V$ – время роста смачивающего слоя равновесной толщины; V – скорость роста; $\zeta_c = (h_c / h_{eq} - 1)$ – критическое перенапряжение; i_c – критическое число атомов в островке, при котором функция свободной энергии $\Delta F(i)$ достигает своего максимума. $F(\zeta_c)$ является активационным барьером нуклеации $\Delta F(i_c)$ при $\zeta = \zeta_c$. τ_{inc} – характерное время процессов встраивания атомов в островки через его периметр и a – параметр, определенный как

$$a = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{|\Delta F''(i_c)|}{2\pi}} \frac{i_c^{1/3}}{\zeta}. \quad (4)$$

Функция распределения квантовых точек по размерам $f(L)$ в этом случае дается следующим выражением [39]

$$f(L) = \frac{2L}{(\alpha_g l_0)^2} \frac{2\Delta F(\zeta_c)\tau_{inc}}{\zeta_c^2 t_{eq}} N \times \exp \left[\frac{2\Delta F(\zeta_c)\tau_{inc}}{\zeta_c^2 t_{eq}} \frac{L_{av}^2 - L^2}{(\alpha_g l_0)^2} - e^{\frac{2\Delta F(\zeta_c)\tau_{inc}}{\zeta_c^2 t_{eq}} \frac{L_{av}^2 - L^2}{(\alpha_g l_0)^2}} \right], \quad (5)$$

где α_g – геометрический фактор, зависящий от формы квантовой точки; l_0 – среднее расстояние между атомами на поверхности смачивающего слоя; L_{av} – средний размер квантовых точек в плоскости основания [21–25].

Темновой ток фотодетекторов на квантовых точках с учетом разброса nanoостровков по размерам

Из-за неизбежного существования разброса по размеру между квантовыми точками в массиве, энергия активации за счет туннелирования будет меняться от точки к точке, и ее можно описать гауссовым распределением с дисперсией σ_E^2 . Плотность темнового тока j_d фотодетектора с квантовыми точками с учетом разброса островков по размерам может быть оценена следующим выражением [13, 17]:

$$j_d = q\mu F \left[1 + \left(\frac{\mu F}{v_s} \right)^2 \right]^{-1/2} \left(\frac{2\pi m^* K_B T}{h^2} \right)^{3/2} \times \exp \left(- \frac{E_{0,m} \exp(-F/F_0) + E_{0,n} - \alpha F - \sigma_E^2 / 2K_B T}{K_B T} \right) \operatorname{erfc} \left(- \frac{E_{0,n} - \sigma_E^2 / 2K_B T}{\sqrt{2}\sigma_E} \right), \quad (6)$$

где q – заряд электрона; m^* – эффективная масса носителя в барьерном слое; K_B – постоянная Больцмана; h – постоянная Планка; E_a – энергия активации; F – приложенное электрическое поле; μ – подвижность и v_s – максимальная скорость носителей.

Энергия активации представляется в виде суммы вкладов от двух различных механизмов генерации носителей [18]:

$$E_a = E_{0,m} \exp(-F/F_0) + E_{0,n} - \alpha F, \quad (7)$$

где $E_{0,m}$ и $E_{0,n}$ – энергии активации при нулевом смещении для двух различных механизмов электронного транспорта – микроскопического и наноразмерного [39]. Энергия активации $E_{0,m}$ определяется как разность между уровнем Ферми и нижним энергетическим уровнем зоны проводимости барьерного слоя и соответствует процессу тепловой эмиссии. Энергия активации $E_{0,n}$ равна энергии ионизации квантовой точки и связана с туннелированием носителей через барьер. F_0 и α – подгоночные параметры, характеризующие скорости изменения энергий активации с напряжением [13]. Величина σ_E описывает разброс в значениях энергии активации $E_{0,n}$, вызванный неоднородностью размеров островков.

При расчетах характеристик ансамбля квантовых точек нами использовались следующие значения для параметров кинетической модели роста квантовых точек [20, 24, 25, 34–36]: $l_0 = 0,395$ нм, $d_0 = 0,145$ нм, $\lambda = 1,27 \times 10^{12}$ дин/см², $\varepsilon_0 = 0,042$, $\Psi_0 = 450$ эрг/см², $\nu = 10$, $D(T) = 10^{-4} \exp(-1,21 / k_B T)$ см²/с, $\gamma_s = 1260$ эрг/см², $\gamma(0, 0) = 1450$ эрг/см², $\gamma(0, \infty) = 1000$ эрг/см², $\gamma(\varphi, 0) = 1440$ эрг/см², $\gamma(\varphi, \infty) = 920$ эрг/см², $B_0 = 1,02$, $B_\varphi = 0,85$, $k_0 = 0,8$, $\beta = 1,5 \times 10^{-6}$ эрг/см. Везде в расчетах рассматривались квантовые точки пирамидальной формы с квадратным основанием.

Уравнение (2) было решено численно для системы материалов Ge/Si(100), чтобы найти равновесную толщину смачивающего слоя h_{eq} для роста квантовых точек по Странскому–Крастанову в этой системе [27]. В результате для равновесной толщины смачивающего слоя с использованием перечисленных выше параметров было получено значение $h_{eq} = 2,5$ МС. Это значение соответствует

результатам ряда экспериментов по росту квантовых точек в системе Ge/Si(100) [2, 27, 32].

Найденная из решения уравнения (6) критическая толщина перехода от 2D к 3D росту становится больше по сравнению с ее оценкой без учета вклада дополнительной энергии ребер. Например, при температуре роста $T_g = 500$ °С и скорости осаждения германия $V = 0,07$ МС/с критическая толщина увеличивается с 4,7 до 5,2 МС при учете энергии образования ребер [25].

Был произведен расчет темнового тока для фоточувствительных структур на основе кремния с квантовыми точками германия. При расчетах использовались следующие значения параметров модели темнового тока фотодетектора с квантовыми точками [9, 13, 14]: $E_{0,m} = 40$ мэВ, $E_{0,n} = 300$ мэВ, $F_0 = 6,5$ кВ/см, $\alpha = 1$ мэВ см/кВ, $\mu = 1000$ см²/(В с), $v_s = 10^7$ см/с, $m^* = 0,56m_e$, $m_e = 9,1 \times 10^{-31}$ кг. Были получены зависимости темнового тока фотоприемника от температуры, напряжения смещения и величины дисперсии энергии активации процессов туннелирования.

На рис. 1 представлена зависимость темнового тока от величины разброса по энергиям активации процессов туннелирования носителей σ_E для фотодетектора с квантовыми точками при напряжении смещения $U = 0,5$ В с параметрами модели, перечисленными выше, и рабочих температурах T в интервале 77–140 К.

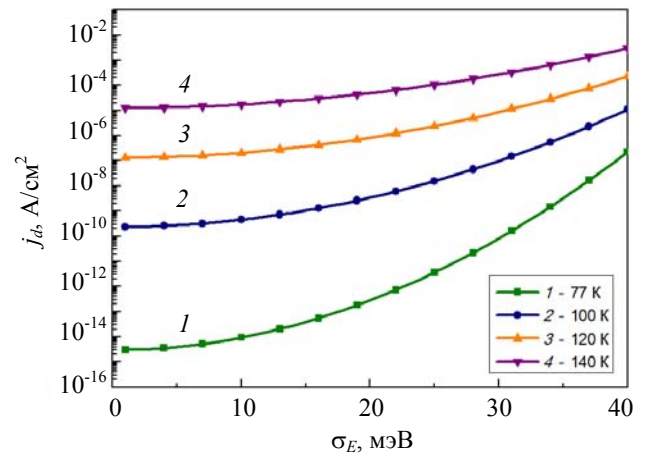


Рис. 1. Плотность темнового тока j_d для фотоприемников с квантовыми точками как функция разброса в значениях энергии активации процессов туннелирования носителей σ_E при напряжении смещения $U = 0,5$ В и различных рабочих температурах T .

В соответствии с рис. 1, с увеличением степени неоднородности островков в массиве темновой ток фотодетектора с квантовыми точками растет экспоненциально. Таким образом, увеличение разброса квантовых точек по размерам приводит к значительному ухудшению рабочих характеристик фотоприемника на квантовых точках.

Для верификации используемой модели проводилось сравнение рассчитанных величин темнового тока с экспериментальными результатами, полученными в работах [5, 9, 40, 41]. В работах [9, 40] описываются инфракрасные фотоприемные элементы на основе гетероструктур, содержащих слои квантовых точек германия в матрице кремния. Фотодетекторы представляли собой вертикальные p^+-p-p^+ -структуры со встроенными в p -область десятью слоями квантовых точек Ge с размерами в плоскости основания около 15 нм и поверхностной плотностью порядка $3 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}$, разделенными промежутками Si. Площадь фоточувствительной области была равна $A_d = 10^{-2} \text{ см}^2$.

Был произведен расчет плотности темнового тока, вызванного генерационно-рекомбинационными шумами, как функции приложенного напряжения смещения для фотоприемника, описанного в работах [9, 40]. Для оценки параметров модели использовалось сравнение рассчитанных по формуле (6) темновых вольт-амперных характеристик с экспериментальными кривыми из работы [9]. При моделировании температурных зависимостей темновых вольт-амперных характеристик значения параметров α и F_0 были фиксированы, так как они не зависят от температуры, а варьировались только энергетические параметры $E_{0,m}$ и $E_{0,n}$.

На рис. 2 приводятся экспериментальные и расчетные темновые вольт-амперные характеристики фотодетектора с квантовыми точками германия на кремнии из работы [9] для различных температур.

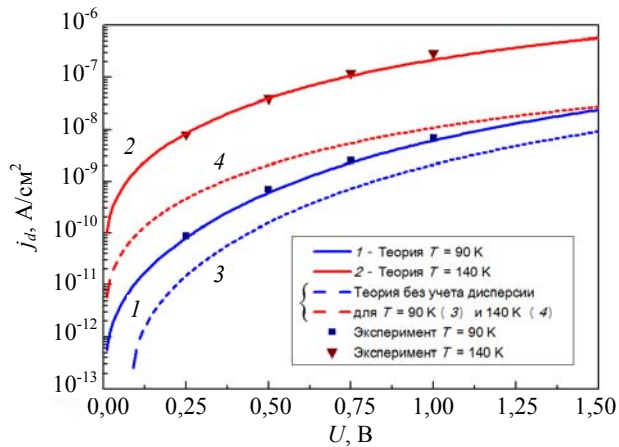


Рис. 2. Расчетные зависимости плотности темнового тока j_d фотоприемника из работ [9, 40] от напряжения смещения U при различных температурах детектора T .

Расчетным кривым на рис. 2 соответствуют следующие значения параметров модели: $F_0 = 6,5 \text{ кВ/см}$, $\alpha = 1 \text{ мэВ см/кВ}$, $E_{0,m} = 40 \text{ мэВ}$, $E_{0,n} (90 \text{ К}) = 319 \text{ мэВ}$, $E_{0,n} (140 \text{ К}) = 406 \text{ мэВ}$, $\sigma_E = 30 \text{ мэВ}$.

Используя рис. 2, далее путем выбора величины энергий активации $E_{0,m}$ и $E_{0,n}$ в соответствии с экспериментальными данными по энергетической структуре фотоприемника можно получить хорошее согласие предсказаний теории и экспериментальных фактов по величине темновых токов. Из результатов оценки этих параметров следует, что характер изменения темновых вольт-амперных характеристик фотодетектора с квантовыми точками с температурой определяется, в основном, изменением величины $E_{0,n}$, отвечающей за энергию активации процессов ионизации квантовых точек. Это изменение может быть вызвано как изменением положения дискретных энергетических уровней в квантовой точке, так и изменением эффективной энергии ионизации квантовой точки за счет изменения заселенности уровней в квантовой точке и в барьере. Следует также отметить, что полученные значения параметра $E_{0,n}$ приблизительно соответствуют энергетическому расстоянию между основным состоянием дырок в квантовой точке с размерами в плоскости основания около 15 нм и потолком валентной зоны кремния (барьерного слоя), которое, согласно работе [42], может быть оценено величиной около 360 мэВ [16].

В то же время с ростом температуры параметр $E_{0,m}$, характеризующий тепловую эмиссию носителей заряда, практически не изменяется, а его некоторое изменение вызвано, вероятно, незначительным изменением положения уровня Ферми с температурой, определяемым изменением степени заполнения энергетических уровней в системе [16].

При этом расчеты с использованием теоретической модели темнового тока, не учитывающей наличие разброса островков по размерам, приводят к заниженным значениям величины шумов (см. рис. 2).

В работах [6, 41] описываются фотодетекторы среднего инфракрасного диапазона на основе кремниевых $p-i-p$ -структур, легированных бором и содержащих 20 слоев с квантовыми точками германия в собственной области. В этих работах наблюдалась сильная зависимость величины темнового тока от уровня легирования. На рис. 3 приводятся экспериментальные и рассчитанные темновые вольт-амперные характеристики описанных структур для двух различных концентраций легирующей примеси: $6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (образец А) и $0,6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (образец В).

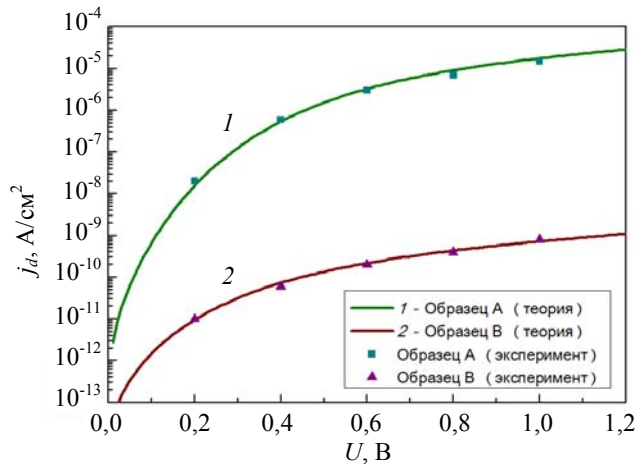


Рис. 3. Плотность темного тока j_d для фотоприемников из работ [6, 41] как функция приложенного напряжения смещения U при температуре $T = 77$ К.

При расчете для параметров модели использовались следующие значения (символ в скобках обозначает номер образца): $F_0 = 2,5$ кВ/см, $\alpha = 1$ мЭВ см/кВ, $E_{0,m}(A) = 70$ мЭВ, $E_{0,n}(A) = 244$ мЭВ, $E_{0,m}(B) = 30$ мЭВ, $E_{0,n}(B) = 312$ мЭВ, $\sigma_E = 30$ мЭВ.

Из рис. 3 видно, что увеличение степени легирования в 10 раз приводит к росту темного тока на 4–5 порядков. Это явление возникает из-за увеличения плотности носителей заряда. Такое поведение кривых (и, соответственно, значений параметров модели) объясняется изменением заселенностей энергетических уровней и сдвигом уровня Ферми при повышении концентрации легирующей примеси [6, 41]. При этом разница в полученных значениях для энергий активации за счет процессов ионизации квантовых точек ($\Delta E_{0,m} = E_{0,m}(A) - E_{0,m}(B) = 70$ мЭВ – 30 мЭВ = 40 мЭВ), определяемых как разность между уровнем Ферми и нижним энергетическим уровнем зоны проводимости барьерного слоя, находится в очень хорошем согласии с теоретическими расчетами изменения положения уровня Ферми при изменении уровня легирования в указанных структурах, которое составляет 50 мЭВ [41].

Заключение

В работе произведен расчет темного тока для фоточувствительных структур с квантовыми точками германия в кремнии, обусловленный тепловой эмиссией носителей и туннелированием носителей в поле, в приближении работы в режиме ограничения генерационно-рекомбинационными шумами. Построены зависимости темного тока в таких структурах от напряжения смещения и величины разброса значений энергии активации процессов транспорта за счет туннелирования.

Показано, что при выборе для параметров модели (в том числе расстояния между энергетическими уровнями и дисперсии этих расстояний от точки к точке, определяемой разбросом островков в массиве по размерам) значений, соответствующих экспериментальным исследованиям морфологии и энергетической структуры рассматриваемых образцов, результаты моделирования хорошо соответствуют экспериментальным данным.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-32-20082|18.

ЛИТЕРАТУРА

1. Paul D. J. // Semicond. Sci. Technol. 2004. Vol. 19. P. R75–R108.
2. Wirths S., Buca D., Mantl S. // Prog. Cryst. Growth Characteriz. Mater. 2016. Vol. 62. P. 1.
3. Пчеляков О. П., Болховитянов Ю. Б., Девуреченский А. В., Соколов Л. В., Никуфоров А. И., Якимов А. И., Фойхтлендер Б. // ФТП. 2000. Т. 34. № 11. С. 1281.
4. Brunner K. // Rep. Prog. Phys. 2002. Vol. 65. No. 27. P. 27.
5. Wang K. L., Cha D., Liu J., Chen C. // Proc. of the IEEE. 2007. Vol. 95. No. 9. P. 1866.
6. Шкляев А. А., Ичикава М. // Успехи физических наук. 2008. Т. 178. № 2. С. 139.
7. Lozovoy K. A., Voitsekhovskiy A. V., Kokhanenko A. P., Satdarov V. G. // International Journal of Nanotechnology. 2015. Vol. 12. No. 3/4. P. 209.
8. Wu J., Chen S., Seeds A., Liu H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2015. Vol. 48. P. 363001 (1-28).
9. Якимов А. И. // Автотометрия. 2013. Т. 49. № 5. С. 57.
10. Lozovoy K. A., Voitsekhovskiy A. V., Kokhanenko A. P., Satdarov V. G., Pchelyakov O. P., Nikiforov A. I. // Opto-Electronics Review. 2014. Vol. 22. No. 3. P. 6–12. DOI: 10.2478/s11772-014-0189-8.
11. Phillips J. // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91. No. 7. P. 4590.
12. Rogalski A., Antoszewski J., Faraone L. // J. Appl. Phys. 2009. Vol. 105. P. 091101.
13. Liu G., Zhang J., Wang L. // Infrared Physics & Technology. 2015. Vol. 73. P. 36.
14. Yakimov A. I., Kirienko V. V., Armbrister V. A., Bloshkin A. A., Dvurechenskii A. V. // Appl. Phys. Lett. 2015. Vol. 107. P. 213502.
15. Mahmoodi A., Jahromi H. D., Sheikhi M. H. // IEEE Sensors Journal. 2015. DOI: 10.1109/JSEN.2015.2443014.
16. Войцеховский А. В., Коханенко А. П., Лозовой К. А. // Прикладная физика. 2016. № 6. С. 42.
17. Liu H., Tong Q., Liu G., Yang C., Shi Y. // Opt. Quant. Electron. 2015. Vol. 47. P. 721.
18. Liu H., Zhang J. // Infrared Physics & Technology. 2012. Vol. 55. P. 3320.
19. Osipov A. V., Kukushkin S. A., Schmitt F., Hess P. // Physical Review B. 2001. Vol. 64. P. 205421 (1-6).
20. Osipov A. V., Schmitt F., Kukushkin S. A., Hess P. // Applied Surface Science. 2002. Vol. 188. P. 156.
21. Dubrovskii V. G., Cirilin G. E., Ustinov V. M. // Physical Review B. 2003. Vol. 68. P. 075409 (1-9).
22. Дубровский В. Г. // ФТП. 2006. Т. 40. С. 1153.

23. Lozovoy K. A., Voytsekhovskiy A. V., Kokhanenko A. P., Satdarov V. G. // Surface Science. 2014. Vol. 619. P. 1.
24. Dubrovskii V. G. Nucleation theory and growth of nanostructures. – Berlin: Springer, 2014.
25. Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Voytsekhovskii A. V. // Crystal Growth & Design. 2015. Vol. 15. No. 3. P. 1055.
26. Muller P., Kern R. // Applied Surface Science. 1996. Vol. 102. P. 6.
27. Lozovoy K. A., Kokhanenko A. P., Voytsekhovskii A. V. // Physical Chemistry Chemical Physics. 2015. Vol. 17. No. 44. P. 30052.
28. Ratsch C., Zangwill A. // Surface Science. 1993. Vol. 293. P. 123.
29. Dubrovskii V. G., Sibirev N. V., Zhang X., Suris R. A. // Crystal Growth & Design. 2010. Vol. 10. P. 3949.
30. Zhang X., Dubrovskii V. G., Sibirev N. V., Ren X. // Crystal Growth & Design. 2011. Vol. 11. P. 5441.
31. Ouyang G., Liang L. H., Wang C. X., Yang G. W. // Applied Physics Letters. 2006. Vol. 88. P. 091914 (1-3).
32. Ouyang G., Wang C. X., Yang G. W. // Chemical Reviews. 2009. Vol. 109. P. 4221.
33. Johnson H. T., Freund L. B. // Journal of Applied Physics. 1997. Vol. 81. P. 6081.
34. Lu G.-H., Liu F. // Physical Review Letters. 2005. Vol. 94. P. 176103 (1-4).
35. Lu G.-H., Cuma M., Liu F. // Physical Review B. 2005. Vol. 72. P. 125415 (1-6).
36. Scopece D., Montalenti F., Beck M. J. // Physical Review B. 2012. Vol. 85. P. 085312 (1-11).
37. Li X. L., Yang G. W. // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 92. P. 171902 (1-3).
38. Li X. L. // Journal of Applied Physics. 2012. Vol. 112. P. 013524 (1-7).
39. Lin L., Zhen H. L., Li N., Lu W., Weng Q. C., Xiong D. Y., Liu F. Q. // Appl. Phys. Lett. 2010. Vol. 97. P. 193511.
40. Yakimov A., Timofeev V., Bloskhin A., Nikiforov A., Dvurechenskii A. // Nanoscale Research Letters. 2012. Vol. 7. P. 494 (1-6).
41. Yakimov A. I., Stepina N. P., Dvurechenskii A. V., Nikiforov A. I., Nenashev A. V. // Physical Review B. 2001. Vol. 63. P. 045312 (1-6).
42. Tong S., Lee J.-Y., Kim H.-J., Liu F., Wang K. L. // Optical Materials. 2005. Vol. 27. P. 1097.

PACS: 85.60.Gz; 68.65.Hb; 81.10.Aj

Influence of dispersion of islands by sizes on the dark current of infrared photodetectors with quantum dots

A. V. Voytsekhovskii, A. P. Kokhanenko, K. A. Lozovoy, and R. Douhan

Tomsk State University
36 Lenin av., Tomsk, 634050, Russia
E-mail: vav43@mail.tsu.ru; kokh@mail.tsu.ru; lka@sibmail.com; rd_dh_k_h_r@hotmail.com

Received October 15, 2018

In this work, we consider the optimization of growth conditions in the molecular beam epitaxy method for the creation of highly efficient infrared photodetectors with quantum dots. As a model material system for theoretical studies, heterostructures with quantum dots of germanium and silicon on a silicon surface were chosen. For calculating the dependencies of parameters of the array of quantum dots under the conditions of synthesis, a kinetic model of the growth of quantum dots of various shapes is proposed on the basis of the general theory of nucleation. The theory is improved by taking into account the change in the free energy of the nucleation of an island due to the formation of additional island edges and due to the dependence of the surface energies of the faces of the quantum dots on the thickness of the two-dimensional wetting layer with growth by the Stranski-Krastanow mechanism. Calculations of the noise and signal characteristics of infrared photodetectors based on heterostructures with quantum dots of germanium on silicon are carried out. Dark currents in such structures caused by thermal emission and barrier tunneling of carriers, as well as the detecting power of the photodetector in the approximation of generation-recombination noise limitations are estimated. The results of calculations of the parameters of heterostructures with quantum dots and their dependence on growth parameters are presented, as well as the characteristics of quantum dot photodetectors.

Keywords: Infrared photodetectors, dark current, noise characteristics, nanoheterostructures, molecular beam epitaxy, island size distribution function.

REFERENCES

1. D. J. Paul, *Semicond. Sci. Technol.* **19**, R75-R108 (2004).
2. S. Wirths, D. Buca, and S. Mantl, *Prog. Cryst. Growth Characteriz. Mater.* **62**, 1 (2016).
3. O. P. Pchelyakov, Yu. B. Bolkhovityanov, A. V. Dvurechenskii, L. V. Sokolov, A. I. Nikiforov, A. I. Yakimov, and B. Voightlander, *Semiconductors* **34** (11), 1229 (2000).
4. K. Brunner, *Rep. Prog. Phys.* **65** (27), 27 (2002).
5. K. L. Wang, D. Cha, J. Liu, and C. Chen, *Proc. of the IEEE* **95** (9), 1866 (2007).
6. A. A. Shklyayev and M. Ichikawa, *Physics Uspekhi* **51**, 133 (2008).
7. K. A. Lozovoy, A. V. Voitsekhovskiy, A. P. Kokhanenko, and V. G. Satdarov, *International Journal of Nanotechnology* **12** (3/4), 209 (2015).
8. J., Wu S. Chen, A. Seeds, and H. Liu, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 363001 (1-28) (2015).
9. A. I. Yakimov, *Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing* **49** (5), 467 (2013).
10. K. A. Lozovoy, A. V. Voitsekhovskiy, A. P. Kokhanenko, V. G. Satdarov, O. P. Pchelyakov, and A. I. Nikiforov, *Opto-Electronics Review* **22** (3), 6 (2014). DOI: 10.2478/s11772-014-0189-8.
11. J. Phillips, *J. Appl. Phys.* **91** (7), 4590 (2002).
12. A. Rogalski, J. Antoszewski, and L. Faraone, *J. Appl. Phys.* **105**, 091101 (2009).
13. G. Liu, J. Zhang, and L. Wang, *Infrared Physics & Technology* **73**, 36 (2015).
14. A. I. Yakimov, V. V. Kirienko, V. A. Armbrister, A. A. Bloshkin, and A. V. Dvurechenskii, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 213502 (2015).
15. A. Mahmoodi, H. D. Jahromi, and M. H. Sheikhi, *IEEE Sensors Journal*, (2015). DOI: 10.1109/JSEN.2015.2443014.
16. A. V. Voitsekhovskii, A. P. Kokhanenko, and K. A. Lozovoy, *Prikl. Fiz.*, No. 6, 42 (2016).
17. H. Liu, Q. Tong Q., G. Liu, C. Yang, and Y. Shi, *Opt. Quant. Electron.* **47**, 721 (2016).
18. H. Liu and J. Zhang, *Infrared Physics & Technology* **55**, 3320 (2012).
19. A. V. Osipov, S. A. Kukushkin, F. Schmitt, and P. Hess, *Physical Review B* **64**, 205421 (1-6) (2001).
20. A. V. Osipov, F. Schmitt, S. A. Kukushkin, and P. Hess, *Applied Surface Science* **188**, 156 (2002).
21. V. G. Dubrovskii, G. E. Cirlin, and V. M. Ustinov, *Physical Review B* **68**, 075409 (1-9) (2003).
22. V. G. Dubrovskii, *Semiconductors* **40**, 1123 (2006).
23. K. A. Lozovoy, A. V. Voitsekhovskiy, A. P. Kokhanenko, and V. G. Satdarov, *Surface Science* **619**, 1 (2014).
24. V. G. Dubrovskii *Nucleation theory and growth of nanostructures* (Berlin: Springer, 2014).
25. K. A. Lozovoy, A. P. Kokhanenko, and A. V. Voitsekhovskii, *Crystal Growth & Design* **15** (3), 1055 (2015).
26. P. Muller and R. Kern, *Applied Surface Science* **102**, 6 (1996).
27. K. A. Lozovoy, A. P. Kokhanenko, and A. V. Voitsekhovskii, *Physical Chemistry Chemical Physics* **17** (44), 30052 (2015).
28. C. Ratsch and A. Zangwill, *Surface Science* **293**, 123 (1993).
29. V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, X. Zhang, and R. A. Suris, *Crystal Growth & Design* **10**, 3949 (2010).
30. X. Zhang, V. G. Dubrovskii, N. V. Sibirev, and X. Ren, *Crystal Growth & Design* **11**, 5441 (2011).
31. G. Ouyang, L. H. Liang, C. X. Wang, and G. W. Yang, *Applied Physics Letters* **88**, 091914 (1-3) (2006).
32. G. Ouyang, C. X. Wang, and G. W. Yang, *Chemical Reviews* **109**, 4221 (2009).
33. H. T. Johnson and L. B. Freund, *Journal of Applied Physics* **81**, 6081 (1997).
34. G.-H. Lu and F. Liu, *Physical Review Letters* **94**, 176103 (1-4) (2005).
35. G.-H. Lu, M. Cuma, and F. Liu, *Physical Review B* **72**, 125415 (1-6) (2005).
36. D. Scopece, F. Montalenti, and M. J. Beck, *Physical Review B* **85**, 085312 (1-11) (2012).
37. X. L. Li and G. W. Yang, *Applied Physics Letters* **92**, 171902 (1-3) (2008).
38. X. L. Li, *Journal of Applied Physics* **112**, 013524 (1-7) (2012).
39. L. Lin, H. L. Zhen, N. Li, W. Lu, Q. C. Weng, D. Y. Xiong, and F. Q. Liu, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 193511 (2010).
40. A. Yakimov, V. Timofeev, A. Bloshkin, A. Nikiforov, and A. Dvurechenskii, *Nanoscale Research Letters* **7**, 494 (1-6) (2012).
41. A. I. Yakimov, N. P. Stepina, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, and A. V. Nenashev, *Physical Review B* **63**, 045312 (1-6) (2001).
42. S. Tong, Y.-Y. Lee, H.-J. Kim, F. Liu, and K. L. Wang, *Optical Materials* **27**, 1097 (2005).