

Высота барьера и туннельный ток в диодах Шоттки со встроенными слоями квантовых точек

А. И. Якимов¹⁾, А. В. Двуреченский, А. И. Никифоров, С. В. Чайковский

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 2001 г.

Исследованы электрические характеристики кремниевых диодов Шоттки, содержащих массивы квантовых точек Ge (КТ). Установлено, что введение плотных слоев КТ позволяет управлять высотой потенциального барьера вблизи контакта металл – полупроводник, что является следствием формирования планарного электростатического потенциала заряженных КТ. Обнаружены осцилляции фактора неидеальности барьеров Шоттки при изменении внешнего напряжения, обусловленные туннельным прохождением дырок через дискретные уровни в квантовых точках.

PACS: 73.20.Mf, 73.50.Pz

Последнее десятилетие ознаменовалось мощным развитием наноэлектроники. Ее успехи связаны в значительной мере с внедрением наноструктур с квантовыми точками (КТ). КТ представляют собой предельный случай систем с пониженной размерностью, поскольку пространственное ограничение движения носителей заряда на размерах, меньших длины волны электрона, реализуется в них во всех трех измерениях. Размерность электронных состояний в КТ считают равной нулю, и в этом смысле квантовые точки являются искусственными аналогами атомов [1]. Характерной особенностью нульмерных систем, определяющей специфику физических явлений в наноструктурах с КТ, служит дискретный спектр энергетических состояний локализованных в КТ электронов [2]. Для процессов электронного транспорта в структурах с КТ характерна особая область физических явлений, обусловленных дискретностью заряда, переносимого одним электроном, названных одноэлектронными [3]. Привлекательным является то, что характеристики одноэлектронных приборов являются универсальными в том смысле, что определяются только взаимными емкостями КТ – сток, КТ – исток, КТ – затвор и не зависят от конкретной реализации диода или транзистора.

Благодаря малым размерам (~ 10 нм) и высокой однородности размеров и формы, наиболее привлекательными с практической точки зрения являются самоформирующиеся КТ, образующиеся при гетероэпитаксии упруго напряженных систем [4, 5]. На основе массивов таких КТ уже делаются успешные попытки создания эффективных гетеролазеров [4],

фотоприемников ИК диапазона [6], туннельных диодов [7], квантовых транзисторов [8] и элементов одноэлектронной памяти [9]. В связи с этим возникает целый круг фундаментальных физических проблем, связанных с выявлением механизмов и закономерностей переноса заряда в приборных структурах со встроенными слоями КТ.

Настоящая работа направлена на исследование распределения потенциала и процессов электронного транспорта в кремниевых диодах Шоттки, содержащих массив нанокластеров германия. Островки Ge в Si представляют собой потенциальные ямы для дырок и могут заряжаться положительным зарядом, захватывая дырки из окружающего объема, изменяя при этом потенциал в области барьера Шоттки. Кроме того, наличие в КТ Ge дискретных энергетических состояний может стимулировать процессы туннельного просачивания дырок через барьер. Знания фундаментальных физических явлений в такой системе позволяет целенаправленно разрабатывать полупроводниковые диоды с требуемыми электрическими характеристиками. Цель данной работы заключалась в установлении закономерностей формирования потенциального барьера и изменения фактора неидеальности при введении в область контакта металл – полупроводник слоев КТ.

Формирование диодов Шоттки с КТ. Схематичное изображение поперечного сечения структур показано на рис.1. Образцы выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si(001), легированных фосфором, с удельным сопротивлением 7.5 Ом·см. Температура роста слоев Si составляла соответственно 800 °C и 500 °C до и после осаждения слоя Ge. После очистки подлож-

¹⁾e-mail: yakimov@isp.nsc.ru

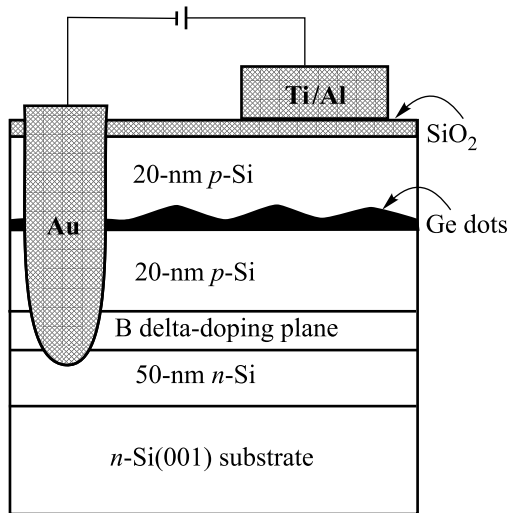


Рис.1. Схематическое изображение поперечного сечения кремниевого диода Шоттки с квантовыми точками Ge

ки выращивался буферный слой Si толщиной 50 нм, на котором затем проводилось осаждение дельта-легированного бором слоя p^+ -Si (слоевая концентрация бора составляла $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Далее выращивался слой p -Si с концентрацией бора на уровне $N_B \sim 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и толщиной $L = 40 \text{ нм}$, в центр которого при температуре 300°C вводился слой Ge с различной эквивалентной толщиной d_{eff} . Для улучшения свойств будущей границы раздела металл-полупроводник образцы после роста передавались через шлюз в другую камеру и выдерживались в атмосфере O_2 при давлении 10^{-4} Па в течение 15 мин при температуре 500°C . В результате этой процедуры образовывался поверхностный слой SiO_2 толщиной около 1 нм, роль которого заключалась в подавлении формирования на поверхности раздела статического дипольного слоя и в уменьшении тем самым обратного тока диодов [10]. Омический контакт к захороненному дельта-легированному слою p^+ -Si формировался осаждением Au и дальнейшим прогревом структуры при температуре 400°C в течение 10 мин. Барьер Шоттки создавался напылением на эпитаксиальную структуру контакта Ti/Al. Площадь контакта составляла $A = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$. Образцы были выполнены в варианте диодов Шоттки с короткой базой для того, чтобы понизить за счет эффекта Шоттки величину барьера на контакте металл – полупроводник и тем самым наблюдать экспериментально изменение высоты эффективного барьера, вызванного электростатической зарядкой КТ.

Исследовались четыре серии образцов. Образцы первой серии не содержали Ge ($d_{\text{eff}} = 0$) и представ-

ляли собой обычные кремниевые диоды Шоттки. Во второй серии эквивалентная толщина Ge составляла 5 монослоев (ML) (ML – от английского monolayer) (1 монослой = 1.4 \AA), в третьей – $d_{\text{eff}} = 8 \text{ ML}$, в четвертой – $d_{\text{eff}} = 10 \text{ ML}$. Для наших условий роста при $d_{\text{eff}} \leq 5 \text{ ML}$ растет сплошная пленка Ge, при больших толщинах на сплошной пленке появляются пирамидальные нанокластеры Ge (КТ) с плоскостями типа $\{105\}$ в качестве граней [5]. Для $d_{\text{eff}} = 8 \text{ ML}$ средний размер основания пирамид составляет $a_{QD} = 10 \text{ нм}$, высота $h \sim 1 \text{ нм}$, плотность островков $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Для $d_{\text{eff}} = 10 \text{ ML}$ эти параметры равны $a_{QD} = 15 \text{ нм}$, $h \sim 1.5 \text{ нм}$ и $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, соответственно.

Высота барьера. Одной из основных характеристик диода Шоттки является высота потенциального барьера на границе металл – полупроводник. Высоту потенциального барьера можно найти из анализа температурной зависимости величины I_s/T^2 , где I_s – ток насыщения диода, T – температура [10]. В свою очередь, ток насыщения находится из линейной экстраполяции вольт-амперных характеристик при $V > 3kT/e$ к $V = 0$ (k – постоянная Больцмана, $e = |e|$ – абсолютная величина заряда электрона) [10].

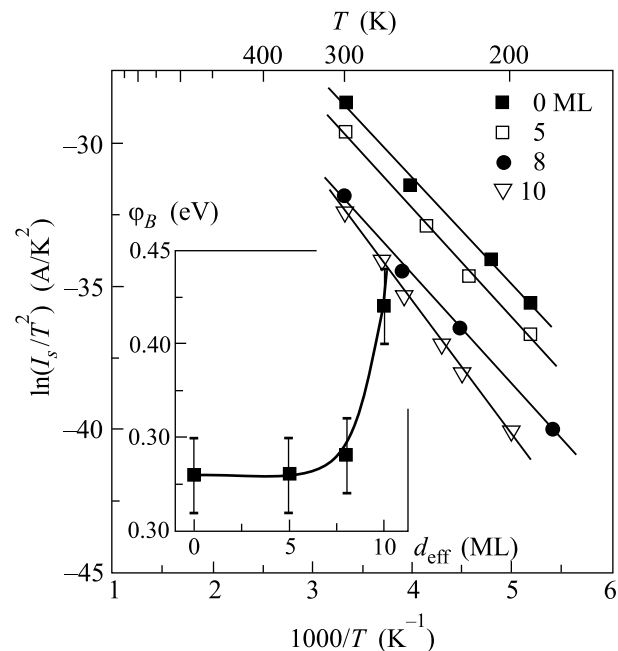


Рис.2. Зависимость тока насыщения от температуры в координатах, используемых для определения высоты барьера [10]. На вставке приведена высота барьера ϕ_B для различных эквивалентных толщин Ge, полученная из анализа зависимостей $I_s/T^2(T^{-1})$

На рис.2 приведены экспериментальные зависимости $I_s/T^2(T^{-1})$ и определенная таким методом высо-

та барьера φ_B . Величина $\varphi_B = 0.33$ эВ для $d_{\text{eff}} = 0$ и 5 ML, $\varphi_B = 0.34$ эВ для $d_{\text{eff}} = 8$ ML и увеличивается до 0.42 эВ в образце с эквивалентной толщиной Ge 10 ML.

Объяснить наблюдаемый рост высоты барьера можно на основе следующей модели. Рассмотрим энергетическую диаграмму контакта металл – кремний p -типа (рис.3). Распределение потенциала, обусловленного формированием в Si области пространственного заряда (ОПЗ), вдоль оси z , пер-

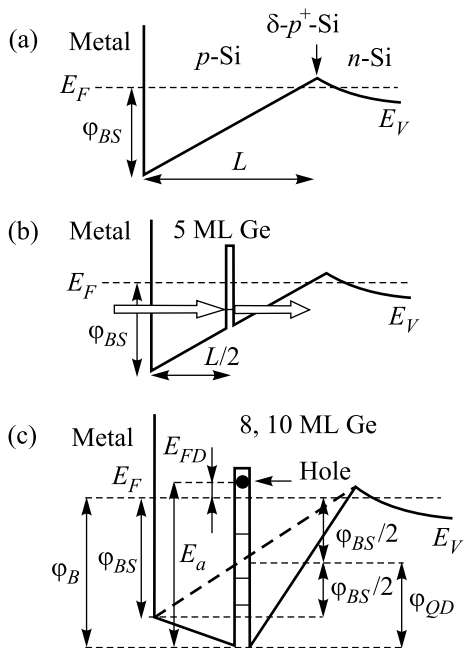


Рис.3. Профиль валентной зоны в равновесии контакта металл-кремний p -типа вдоль направления роста. (а) Слой Ge отсутствует; (б) слой Ge нейтрален; (с) слой нанокластеров Ge заряжен положительным зарядом дырок. E_F – уровень Ферми в равновесии, φ_{BS} – высота барьера Шоттки, φ_B – эффективная высота барьера при наличии заряженных квантовых точек, φ_{QD} – изменение потенциала, вызванное заряженными КТ, E_a – энергия залегания энергетического уровня дырки. На рисунке не показан потенциал, соответствующий промежуточному слою SiO_2 на границе раздела металл – полупроводник и буферному слою i -Si

пендикулярной плоскости роста, дается выражением

$$\varphi(z) = \varphi_{BS} - \frac{eN_B}{\epsilon\epsilon_0} [w(V)z - z^2/2], \quad (1)$$

где φ_{BS} – высота барьера Шоттки, N_B – концентрация примеси, ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость Si, ϵ_0 – электрическая постоянная, w – ширина ОПЗ. Поскольку длина базы диода $L = 40$ нм значительно меньше величины w , требуе-

мой для формирования обедненного слоя в Si с концентрацией примеси $N_B = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ($w(V = 0) \approx \sqrt{(2\epsilon\epsilon_0/eN_B)(\varphi_{BS} - kT/e)} \approx 300$ нм), то, во-первых, уже при нулевом смещении граница обедненного слоя находится вблизи дельта-легированного слоя p^+ -Si и практически не сдвигается при обратном смещении²⁾, и, во-вторых, $\varphi(z)$ является функцией, близкой к линейной (рис.3а). Ключевым моментом к пониманию влияния квантовых точек Ge на электростатический потенциал в системе является возможность КТ принимать дырки из металла и окружающего кремния. Если толщина сплошного германиевого слоя (для образцов второй серии) или размеры островков Ge (для образцов третьей и четвертой серии) малы настолько, что уровни размерного квантования дырок в Ge находятся ниже уровня Ферми E_F , то слой Ge является электрически нейтральным и не влияет на величину барьера (рис.3б). С увеличением размера КТ энергетический уровень дырки может подняться выше E_F , он заполнится дырками и край валентной зоны в плоскости $z = L/2$ опустится на величину φ_{QD} .

Из рис.3с видно, что максимальная величина потенциального барьера φ_B есть

$$\varphi_B = \begin{cases} \varphi_{BS}, & \text{если } \varphi_{QD} \leq \varphi_{BS}/2, \\ \varphi_{QD} + \varphi_{BS}/2, & \text{если } \varphi_{QD} > \varphi_{BS}/2. \end{cases} \quad (2)$$

В свою очередь, $\varphi_{QD} + \varphi_{BS}/2 = E_a - E_{FD}$, где E_a – энергия залегания самого мелкого из заполненных дырками уровней в КТ, отсчитанная от края валентной зоны Si (энергия "ионизации" КТ³⁾), E_{FD} – положение уровня Ферми относительно уровня дырки в КТ (рис.3с). Для КТ, в которых высота \hbar много меньше ее размера в плоскости роста a_{QD} , $E_{FD} \approx \pi \hbar^2 \langle N \rangle / m^* a_{QD}^2$ [11], где $\langle N \rangle$ – среднее число дырок в каждой КТ, m^* – эффективная масса носителей заряда. Взяв $a_{QD} = 15$ нм и $m^* = 0.34m_0$ для тяжелых дырок, получаем $E_{FD} = 2.6 \cdot \langle N \rangle$ мэВ. Поскольку в КТ такого малого размера максимальное число дырок на уровнях размерного квантования $\lesssim 10$, а энергия "ионизации" составляет величину порядка сотен мэВ [12], то $E_a - E_{FD} \approx E_a$ и $\varphi_{QD} + \varphi_{BS}/2 \approx E_a$.

²⁾Измерения вольт-фарадных характеристик показали, что действительно при обратном смещении в диапазоне напряжений $0 \leq V \leq 1$ В барьерная емкость диодов не зависит от приложенного напряжения и равна $\epsilon\epsilon_0 A/L$.

³⁾На самом деле термин "энергия ионизации" подходит в полной мере только для атомов, поскольку удаление из атома электрона приводит к появлению иона. Как правило, в КТ ситуация обратная: КТ нейтральны, когда не содержат электронов проводимости, и лишь при захвате электронов либо дырок на них появляется избыточный заряд.

В этом случае соотношения (2) можно переписать в более наглядном виде

$$\varphi_B \approx \begin{cases} \varphi_{BS}, & \text{если } E_a \leq \varphi_{BS}, \\ E_a, & \text{если } E_a > \varphi_{BS}. \end{cases} \quad (3)$$

Энергетический спектр дырок в аналогичных слоях квантовых точек Ge/Si исследовался ранее методами спектроскопии фотопроводимости [13], эффекта поля [14] и нестационарной спектроскопии глубоких уровней (DLTS) [15]. Было установлено, что энергия основного состояния дырок равна $E_a = 0.34$ эВ для КТ Ge, формирующихся при $d_{\text{eff}} = 8$ ML, и $E_a = 0.40 - 0.42$ эВ для $d_{\text{eff}} = 10$ ML. Видно, что обе эти величины с хорошей точностью равны эффективным высотам барьеров φ_B , определенным из анализа температурной зависимости тока насыщения на рис.2.

Фактор неидеальности. Вольт-амперные характеристики барьеров металл – полупроводник часто записывают в виде $I = I_s [\exp(eV/nkT) - 1]$, где n – фактор неидеальности. Величина n при низком уровне легирования и сравнительно высоких температурах близка к единице. Отклонение n от единицы в диодах Шоттки связывают, главным образом, с наличием туннельной компоненты тока [10], и поэтому анализ величины n позволяет получить информацию о процессах туннелирования в структурах с КТ [16].

Фактор неидеальности при обратном смещении определяется выражением [17]

$$n(V) = \frac{e}{kT} \frac{\partial V}{\partial \ln \left[\frac{I \exp(eV/kT)}{\exp(eV/kT) - 1} \right]}. \quad (4)$$

На рис.4 приведены экспериментальные зависимости величины n от обратного смещения для различных образцов. С увеличением эквивалентной толщины Ge фактор неидеальности растет и при $d_{\text{eff}} \geq 5$ ML на зависимостях $n(V)$ появляются пики, свидетельствующие о резонансном характере протекания туннельного тока. Процессы резонансного туннелирования являются характерной чертой транспорта носителей заряда в двухбарьерных структурах пониженной размерности и обусловлены квантованием энергетического спектра электронов или дырок в области, заключенной между барьерами. При увеличении обратного смещения энергетические уровни дырок в слое КТ поочередно попадают в резонанс с квазиуровнем Ферми в металле, при этом вероятность туннельного просачивания через барьер Шоттки, а следовательно, и фактор неидеальности должны возрастать, что и наблюдается в наших экспериментах.

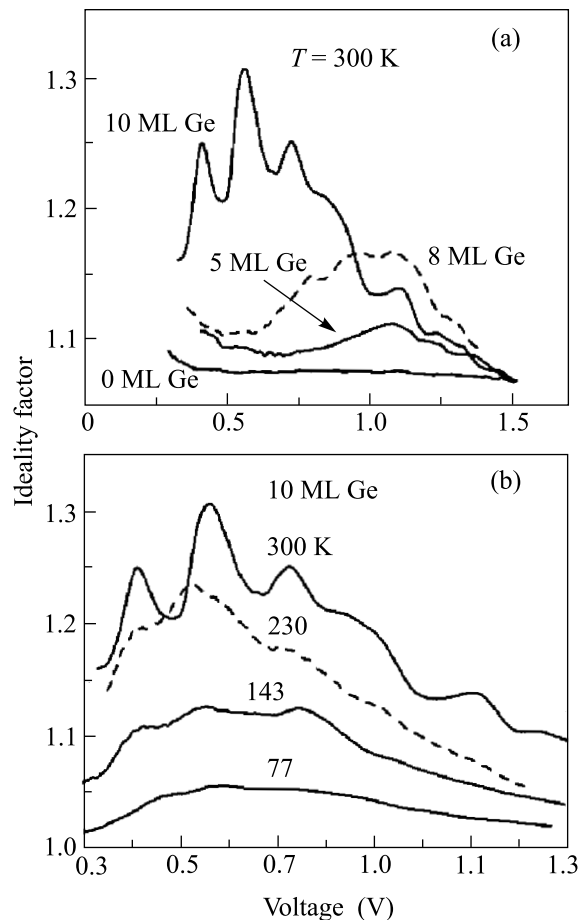


Рис.4. Зависимость фактора неидеальности n от обратного смещения. Кривые на рисунке (а) приведены для различной эквивалентной толщины слоя Ge d_{eff} ($T = 300$ K). Кривые на рисунке (b) соответствуют различным температурам для образца с $d_{\text{eff}} = 10$ ML

Пик на зависимостях $n(V)$ при напряжении $V \approx 1.1$ В наблюдается для всех образцов, содержащих слой Ge, и поэтому мы его связываем с прохождением дырок через энергетический уровень двумерного состояния в сплошном слое Ge (рис.3b), поскольку этот слой во всех образцах с Ge имеет одну и ту же толщину 5 ML. Пики при меньших напряжениях в образцах с $d_{\text{eff}} = 8$ и 10 ML обусловлены туннелированием дырок через дискретные уровни в КТ, находящиеся выше энергетического уровня в сплошном слое Ge.

Период осцилляций зависимостей $n(V)$ достаточно хорошо воспроизводится при изменении температуры (рис.4b). Средний период для случая $d_{\text{eff}} = 10$ ML равен $\Delta V \approx 160$ мВ. Считая, что слой КТ введен точно в середину базы диода и пренебрегая изгибом зон, вызванным потенциалом ионизованной

примеси в базе диода, можно оценить энергетический зазор между уровнями дырок в нанокластерах Ge как $\Delta E \approx e\Delta V/2 \approx 80$ мэВ. Это значение находится в разумном согласии с величиной энергетического зазора между уровнями размерного квантования дырок в аналогичных КТ Ge (70–75 мэВ), определенной с помощью спектроскопии ИК поглощения [18] и резонансного туннелирования в $p^+ - i - p^+$ -структурах [2].

В заключение важно отметить, что увеличение высоты потенциального барьера в структурах с КТ возможно лишь при достаточно плотной упаковке КТ в слое. В противном случае, массив заряженных КТ не сформирует однородного планарного барьера, который мог бы эффективно контролировать перенос дырок через структуру. В известном смысле, явление изменения высоты барьера Шоттки при введении в систему слоев КТ близко по механизму к тому, что происходит при наличии поверхностных состояний на границе металл–полупроводник. Однако если в последнем случае плотность локальных уровней и их энергетический спектр определяются качеством границы раздела и практически не контролируются, то параметры КТ (их плотность, размеры, спектр состояний носителей заряда) при современном уровне технологии легко поддаются контролю, что позволяет эффективно управлять электрическими характеристиками приборов. Явление осцилляций фактора неидеальности при обратном смещении диодов Шоттки с КТ может служить основой для развития нового метода электронной спектроскопии энергетических уровней в системах пониженной размерности.

Авторы признательны В. И. Рыжию за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 00-02-17885) и Министерства образования РФ (грант # E00-3.4-154).

1. L. Jacak, P. Hawrylak, and A. Wojs, *Quantum Dots*, Berlin: Springer, 1998.
2. А. В. Двуреченский, А. И. Якимов, УФН **171**, 7 (2001).
3. U. Meirav and E. B. Foxman, *Semicond. Sci. Technol.* **10**, 255 (1995).
4. Н. Н. Леденцов, В. М. Устинов, В. А. Шукин и др., ФТП **32**, 385 (1998).
5. О. П. Пчеляков, Ю. Б. Болховитянов, А. В. Двуреченский и др., ФТП **34**, 1281 (2000).
6. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, A. I. Nikiforov, and Yu. Proskuryakov, *J. Appl. Phys.* **89**, 5676 (2001).
7. O. G. Schmidt, U. Denker, K. Eberl et al., *Appl. Phys. Lett.* **77**, 4341 (2000); H. W. Li and T. H. Wang, *Physica* **B304**, 107 (2001).
8. J. Phillips, K. Kamath, T. Brock, and P. Bhattacharya, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 3509 (1998); K. H. Schmidt, M. Versen, U. Kunze et al., *Phys. Rev.* **B62**, 15879 (2000).
9. S. Tiwari, F. Rana, H. Hanafi et al., *Appl. Phys. Lett.* **68**, 1377 (1996); L. Guo, E. Leobandung, and S. Chou, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 850 (1997); N. Takahashi, H. Ishikuro, and T. Hiramoto, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 209 (2000).
10. С. Зи, *Физика полупроводниковых приборов*, М.: Мир, 1984.
11. V. Ryzhii, I. Khmyrova, V. Pipa et al., *Semicond. Sci. Technol.* **16**, 331 (2001); V. Ryzhii, *J. Appl. Phys.* **89**, 5117 (2001).
12. A. I. Nikiforov, V. A. Cherepanov, O. P. Pchelyakov et al., *Thin Solid Films* **380**, 158 (2000).
13. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, Yu. Proskuryakov et al., *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1413 (1999).
14. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, V. V. Kirienko et al., *Phys. Rev.* **B61**, 10 868 (2000).
15. N. P. Stepina, R. Beyer, A. I. Yakimov et al., submitted to *Phys. Low-Dim. Struct.*
16. T. H. Wang, H. W. Li, and J. M. Zhou, *Appl. Phys. Lett.* **79**, 1537 (2001).
17. S. Averine, Y. C. Chan, and Y. L. Lam, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 274 (2000).
18. A. I. Yakimov, A. V. Dvurechenskii, N. P. Stepina, and A. I. Nikiforov, *Phys. Rev.* **B62**, 9939 (2000).