

Влияние внутренних полей на туннельный ток в напряженных структурах GaN/Al_xGa_{1-x}N(0001)

© С.Н. Гриняев[¶], А.Н. Разжувалов

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова,
634050 Томск, Россия

(Получена 2 сентября 2002 г. Принята к печати 6 сентября 2002 г.)

На основе методов псевдопотенциала и матрицы рассеяния изучено влияние внутренних полей на туннельный ток в нитридных структурах w -GaN/Al_xGa_{1-x}N(0001) с напряженными барьерными слоями. Показано, что в симметричных двухбарьерных структурах спонтанная поляризация и пьезоэлектрическое поле приводят к асимметрии вольт-амперной характеристики при изменении направления внешнего поля, а в несимметричных структурах, дополнительно к этому, вызывают зависимость тока от расположения слоев вдоль полярной оси. В ограниченных сверхрешетках внутренние поля формируют штарковскую лестницу электронных состояний, которая проявляется в пиках тока при относительно слабом внешнем поле (~ 10 кВ/см). Выраженные особенности в туннельном токе наблюдаются при толщинах слоев, примерно в 2 раза меньших по сравнению со структурами GaAs/AlGaAs(001). Зависимость туннельного тока от толщины и положения слоев, температуры и степени легирования объяснена из анализа эффекта Штарка для резонансных состояний.

1. Введение

Соединения A₃N и гетероструктуры на их основе представляют значительный интерес для разработки многофункциональных приборов высокоомощной электроники и коротковолновых излучателей [1]. Вюртцитные модификации (w -) нитридов выделяются большими величинами вектора спонтанной поляризации и пьезоэлектрического тензора [2], которые приводят к сильным внутренним электрическим полям, оказывающим существенное влияние на электронные [3] и фононные [4] состояния. Изменения электронного потенциала и энергий формирования дефектов, вызванные внутренними полями в структурах w -GaN/AlGaN(0001), приводят к высокой плотности двумерного электронного газа, что позволило создать мощные полевые транзисторы с близкими к GaAs/AlGaAs(001) характеристиками [5]. Благодаря большому разрыву зон и однодолинному устройству нижней зоны проводимости нитридные структуры w -GaN/AlGaN(0001) могут создать конкуренцию материалам GaAs/AlGaAs и в приборах с поперечным транспортом. В работе [6] было показано, что при туннелировании электронов через многобарьерные структуры w -GaN/AlGaN(0001) обнаруживается ряд особенностей, вызванных внутренними полями, такие как зависимость коэффициента прохождения от взаимного расположения слоев, возникновение штарковской лестницы электронных состояний и т.д. В настоящей работе исследуется влияние встроенных полей на туннельный ток в нитридных структурах, проводится анализ штарковских сдвигов резонансных состояний, на его основе интерпретируется асимметрия пиков тока, результаты сравниваются с аналогичными характеристиками в структурах GaAs/AlGaAs(001).

2. Метод расчета

Плотность туннельного тока $I(V)$ вычислялась, аналогично [7], в баллистическом приближении по методу эффективной массы с параметрами, определенными из псевдопотенциального расчета [6]. Активные области из тонких нелегированных слоев w -GaN и твердого раствора w -Al_{0.3}Ga_{0.7}N с ориентацией гетерограницы (0001) располагались между сильно легированными, контактными областями из w -GaN. Поле внутри контактов считалось равным нулю. Положение уровня Ферми E_f определялось из уравнения электронейтральности. Решетка твердого раствора согласовывалась с решеткой толстых контактов w -GaN. За счет деформации (биаксиального растяжения в плоскости границы и сжатия вдоль гексагональной оси) в барьерных слоях возникает пьезоэлектрическое поле, которое вместе со спонтанной поляризацией учитывалось в рамках макроскопического подхода [8]. Внутреннее поле в активной области неоднородно, но во всех слоях направлено в одну сторону. Поэтому с учетом граничных условий изменения электронного потенциала, вызванные обеими поляризациями, оказываются сравнимыми, хотя спонтанная поляризация в барьерах по величине примерно в 3 раза превосходит пьезополяризацию. Разрыв зоны проводимости на гетерогранице GaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(0001) также зависит от деформации, интерполяция результатов расчета [8] дает значение 0.81 эВ [6]. Другие параметры структуры и детали метода расчета коэффициента прохождения $P(E)$ приведены в [6].

3. Результаты расчета и обсуждение

Вычисленные вольт-амперные характеристики двухбарьерных структур w -Al_{0.3}Ga_{0.7}N(m)/GaN(5)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(n)(0001) (n, m — толщины слоев в еди-

[¶] E-mail: gsn@phys.tsu.ru

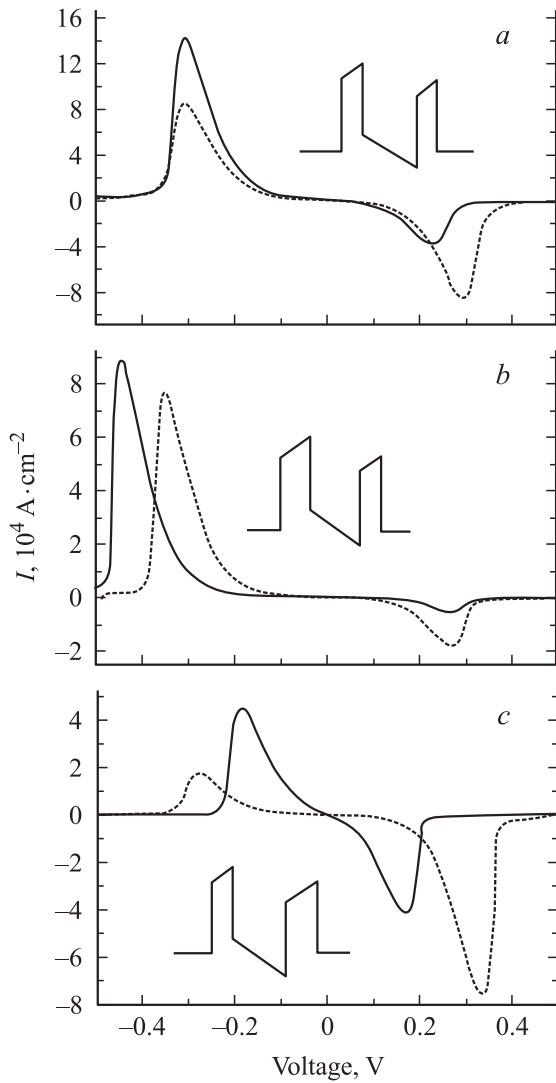


Рис. 1. Туннельный ток в двухбарьерных структурах $w\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(m)/\text{GaN}(5)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(n)$ (0001): a — ($m, n = 2$), b — ($m = 3, n = 2$), c — ($m = 2, n = 3$). Сплошные линии — расчет с учетом внутренних полей, пунктирные — без учета. На вставках показаны профили электронного потенциала вдоль гексагональной оси при $V = 0$. $T = 250$ К, $N_d = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

ницах постоянной решетки вдоль гексагональной оси) при температуре $T = 250$ К приведены на рис. 1. При положительных значениях напряжения V левая контактная область заряжена отрицательно. Контактные области легировались атомами кремния с энергией ионизации донорного уровня $E_d = 30.8$ мэВ [9] и концентрацией $N_d = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Пики туннельного тока I_{max} отвечают напряжениям V_{max} , при которых уровень Ферми в отрицательно заряженной контактной области $K^{(-)}$ совпадает с энергией нижнего резонанса E_r в квантовой яме $E_r(V_{\text{max}}) = E_f = 0.018$ эВ. За счет внутренних полей электронный потенциал и туннельный ток обладают ярко выраженной асимметрией при изменении направления внешнего поля.

Рассмотрим подробнее особенности туннельного тока симметричной структуры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)/\text{GaN}(5)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)$ (рис. 1, a). Напряженности внутренних полей в яме (w) и барьерах (b) для нее равны $F_w^{\text{in}} = -1418$ кВ/см, $F_b^{\text{in}} = 1819$ кВ/см. На рис. 2 показаны коэффициенты прохождения, вычисленные при напряжениях V_{max} и $V = 0$. Пикам $P(E, V)$ соответствуют два резонансных состояния в яме. При учете внутренних полей величины V_{max} и I_{max} уменьшаются для положительных напряжений. При $V < 0$ положение максимума тока меняется слабо, а амплитуда увеличивается. Внутренние поля приводят к большей локализации и сдвигу в сторону понижения потенциала зарядовой плотности резонансных состояний в яме (см. вставку на рис. 2, b). Отличие почти на порядок амплитуд I_{max} при прямом и обратном смещениях связано с разницей коэффициентов прохождения (рис. 2, a, c). При $V < 0$ внешнее поле компенсирует внутреннее поле в яме, вследствие чего электронный потенциал становится почти симметричным, а коэффициент прохождения в резонансе $P(E_r, V_{\text{max}})$ близок к единице.

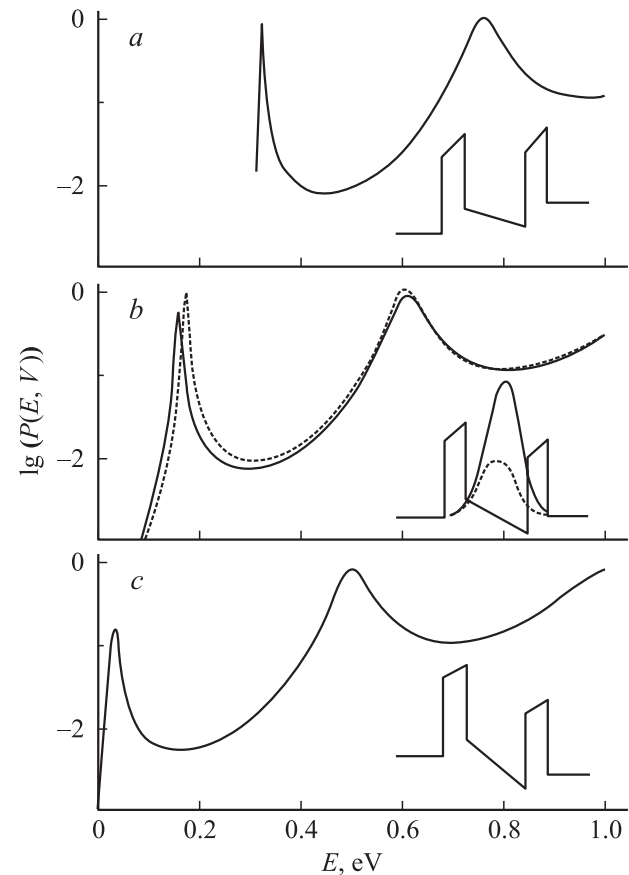


Рис. 2. Коэффициент прохождения электронов $P(E, V)$ в структуре $w\text{-Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)/\text{GaN}(5)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)$ (0001): a — ($V_{\text{max}} = -0.30$ В), b — ($V = 0$), c — ($V_{\text{max}} = 0.23$ В). Сплошными и пунктирными линиями показаны результаты расчета с учетом и без учета внутренних полей соответственно. Зарядовые плотности нижних резонансных состояний отвечают волне, налетающей справа.

При $V > 0$ направления внешнего и внутреннего полей в яме совпадают, асимметрия электронного потенциала возрастает, поэтому полуширина пика увеличивается, а величина $P(E_r, V_{\max})$ уменьшается. Похожая зависимость туннельного тока от взаимной ориентации внешнего и внутреннего пьезоэлектрического полей в напряженной яме ранее наблюдалась для двухбарьерной структуры GaAlAs/GaInAs(111) [10].

Положение пиков тока на кривой $I(V)$ можно объяснить из анализа зависимости нижнего резонансного уровня от напряжения. Энергию уровня относительно края зоны проводимости отрицательно заряженной контактной области $E_c^{(-)}$ удобно представить в виде $E_r(V) = E_r(0) + \Delta E_r(V)$. Здесь $E_r(0)$ — энергия резонанса относительно контактных областей с учетом внутренних полей при $V = 0$ (для симметричной двухбарьерной структуры $E_r(0) = 0.151$ эВ), $\Delta E_r(V)$ — сдвиг уровня за счет внешнего поля, равный сумме двух вкладов $\Delta E_r(V) = \Delta E_c(V) + \Delta E_d(V)$, где $\Delta E_c(V)$ — сдвиг потенциальной энергии в середине ямы относительно $E_c^{(-)}$, $\Delta E_d(V)$ — сдвиг уровня относительно середины ямы. Величина $\Delta E_c(V)$, связанная со смещением ямы без учета ее деформации, равна сумме изменений потенциальной энергии в барьере и на половине ширины ямы $\Delta E_c(V) = eV(a/2 + b)/L$, где e — заряд электрона, a — ширина ямы, b равно толщине правого барьера (b_r) при $V < 0$ и толщине левого барьера (b_l) при $V > 0$, $L = a + b_l + b_r$ — ширина активной области. Сдвиг уровня $\Delta E_d(V)$, связанный с деформацией потенциалов ямы и барьеров внешним полем, приводит к асимметрии в положении пиков туннельного тока. Вычисленная зависимость $\Delta E_d(V)$ для симметричной двухбарьерной структуры приведена на рис. 3. В интервале напряженности внешнего поля, помеченного вертикальными пунктирными линиями, нижний резонансный уровень лежит выше края зоны проводимости отрицательно заряженной контактной области. Вне этого интервала уровень опускается ниже $E_c^{(-)}$, волновая функция затухает в левую область при $V > 0$ и в правую область при $V < 0$. В силу малой прозрачности барьеров зависимость $\Delta E_d(V)$ близка к сдвигу нижнего связанного уровня $\Delta E_w(V)$ в изолированной квантовой яме, ограниченной барьерами из $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$. Из рассчитанной зависимости $\Delta E_w(V)$ видно (рис. 3), что этот сдвиг максимален для напряженности внешнего поля $F_c = 1170$ кВ/см, при котором оно практически полностью компенсирует внутреннее поле в яме. При полях, близких к F_c , волновая функция нижнего состояния почти симметрична (см. вставку на рис. 3), а линейное по разности $F_w = F - F_c$ слагаемое в сдвиге $\Delta E_w(V)$ равно нулю. Поэтому в слабых полях $F_w \ll 4\hbar^2/|e|m^*a^3\Omega^{3/2}$ отклонение $\Delta E_w(V)$ от максимального значения при F_c описывается квадратичным эффектом Штарка [11] $\Delta E_{st} = -(\Omega^2/8) \cdot (m^*e^2F_w^2a^4/\hbar^2)$, где Ω — фактор, зависящий от параметров ямы, барьеров и энергии уровня в яме в поле F_c . Для квантовой ямы GaAs толщиной 30 Å, окруженной барьера-

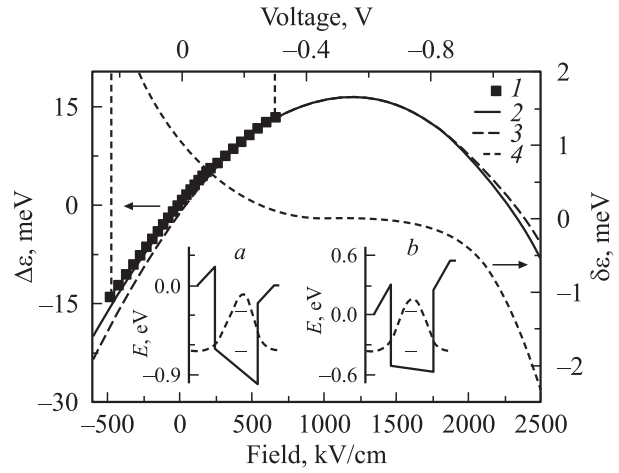


Рис. 3. Сдвиги нижнего уровня $\Delta\varepsilon$ относительно середины ямы: 1 — сдвиг $\Delta\varepsilon_d$ в двухбарьерной структуре, 2 — результат расчета сдвига $\Delta\varepsilon_w$ в изолированной квантовой яме, 3 — квадратичный штарковский сдвиг $\Delta\varepsilon_{st}$, смещенный в экстремум кривой $\Delta\varepsilon_w$, 4 — разность $\delta\varepsilon = \Delta\varepsilon_v - \Delta\varepsilon_{st}$. $V_c = -0.54$ В, $F_c = 1170$ кВ/см. На вставках — профили потенциалов изолированных ям, положения уровней и зарядовые плотности нижних состояний (пунктирные линии) при внешних напряжениях V : a — 0, b — $V_c = -F_cL$.

ми из твердого раствора $\text{Ga}_{0.62}\text{Al}_{0.36}\text{As}$, квадратичный эффект Штарка справедлив при напряженностях F_w , меньших 100 кВ/см [11]. В нитридной структуре эта область увеличивается до полей $F_w \sim 300$ кВ/см, поскольку параметры ям соотносятся как $\Omega_{\text{GaAs}}/\Omega_{\text{GaN}} \sim 2.3$, $m_{\text{GaAs}}^*/m_{\text{GaN}}^* \sim 0.5$, $a_{\text{GaAs}}/a_{\text{GaN}} \sim 1.2$. Это видно из показанной на рис. 3 разности $\Delta\varepsilon_w - \Delta\varepsilon_{st}$, которая в интервале полей $F_c \pm 300$ кВ/см близка к нулю. В сильных полях F_w наблюдаются отклонения от квадратичного эффекта Штарка, связанные с изменением локализации волновой функции. Из зависимости пика туннельного тока от внешнего поля при $F > 0$ можно определить величину F_c и оценить напряженность внутреннего поля в яме.

На рис. 4 показано графическое решение уравнения: $E_f - e|V_{\max}|(a/2 + b)/L = E_r(0) + \Delta E_d(V_{\max})$ для симметричной двухбарьерной структуры. Оно дает наглядное представление о зависимости пиков туннельного тока от положения уровня Ферми и резонансного уровня, толщины барьеров и внутреннего поля в яме. Наклон кривой ΔE_d определяется направлением внутреннего поля в яме. Из сравнения с результатами расчета без учета внутренних полей (рис. 1, a , пунктирная кривая) видно, что заметный сдвиг пика резонансного тока имеет место, только когда направления внешнего и внутреннего полей в яме совпадают. Это связано с тем, что для структуры без учета внутренних полей при определении V_{\max} сдвигом ΔE_d можно пренебречь, а резонансный уровень в ней расположен при энергии $E_r(0) = 0.169$ эВ, практически совпадающей с решением уравнения для структуры с внутренними полями при $V < 0$ (рис. 4).

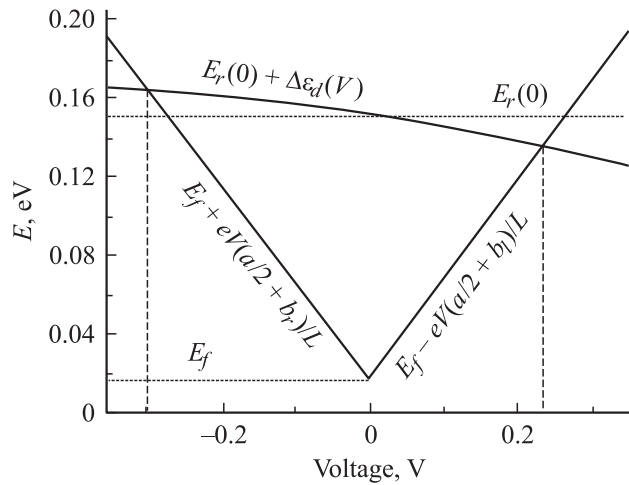


Рис. 4. Графическое решение уравнения $E_f - e|V|(a/2 + b)/L = E_r(0) + \Delta\epsilon_d(V)$ для структуры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)/\text{GaN}(5)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)$ (0001). Напряжения V_{\max} соответствующие пикам тока, находятся из пересечения кривых (показаны вертикальными пунктирными линиями).

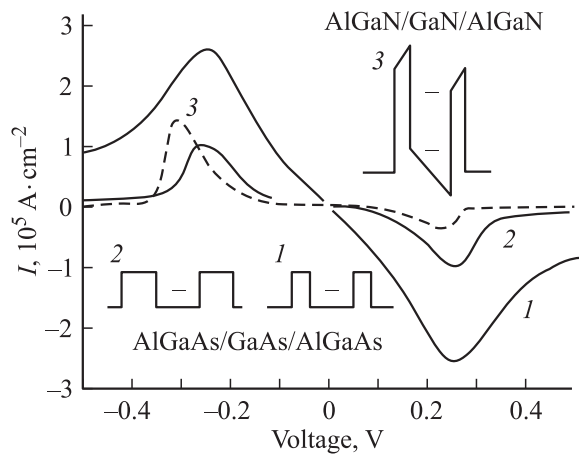


Рис. 5. Туннельный ток в структурах: 1 — $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(2)/\text{GaAs}(5)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(2)$, 2 — $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(4)/\text{GaAs}(5)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(4)$, 3 — $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)/\text{GaN}(5)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)$. На вставках показаны соответствующие профили потенциалов.

Для двухбарьерных структур с разной толщиной барьеров возникает дополнительная асимметрия туннельного тока, связанная с отличием смещений резонансного уровня $\Delta\epsilon_c(V)$ при положительных и отрицательных напряжениях. Кроме того, при изменении взаимного расположения барьеров по отношению к полярной оси меняется профиль электронного потенциала, а вместе с ним коэффициент прохождения и энергия резонансного уровня $E_r(0)$, что и проявляется в вольт-амперных характеристиках (рис. 1, *b* и *c*).

С ростом температуры и степени легирования энергия Ферми и концентрация электронов увеличивается, поэтому амплитуды туннельного тока при прямом и обратном смещении растут, а величина V_{\max} уменьшается.

Экспериментальные исследования туннельного тока нитридных структур с тонкими слоями, насколько нам известно, еще не проводились. Поэтому мы сравнили полученные результаты с данными для более изученной структуры $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(001)$ (рис. 5). При расчете туннельного тока в $\text{GaAs}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}(001)$ контактные области GaAs легировались примесью с концентрацией $N_d = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и энергией ионизации $E_d = 5.2 \text{ мэВ}$ [12]. Разрыв зоны проводимости на гетерограницах равен 0.309 эВ [12]. В структурах $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}(001)$ внутренние поля отсутствуют из-за кубической симметрии. Из сравнения следует, что при близких толщинах слоев туннельный ток в двухбарьерных структурах $\text{GaAs}/\text{AlGaAs}$ значительно больше, а пики шире из-за большей прозрачности барьеров $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Величины туннельного тока для ветви с отрицательными напряжениями выравниваются при увеличении толщины барьеров $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ примерно в 2 раза, но в нитридной структуре ток быстрее спадает с ростом напряжения.

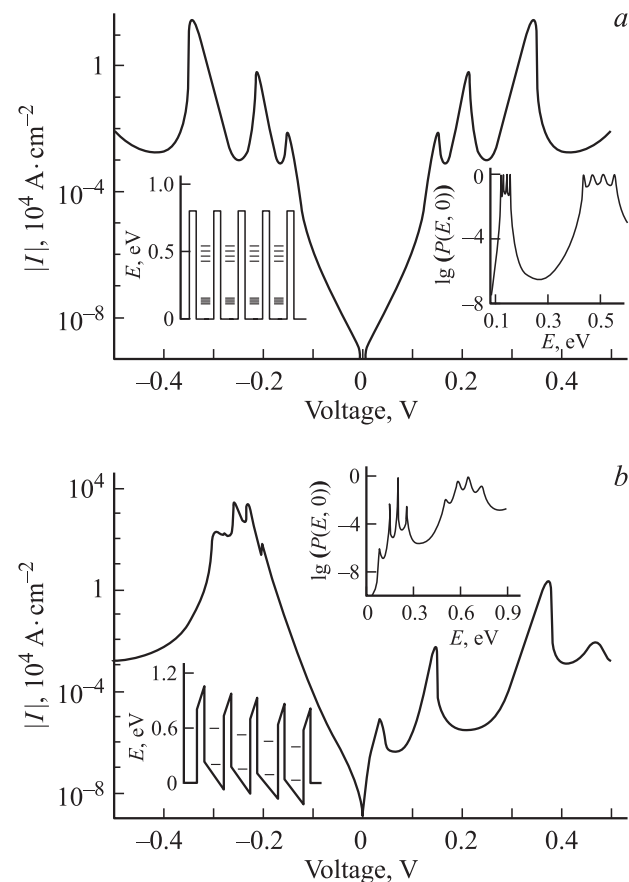


Рис. 6. Туннельный ток в ограниченной сверхрешетке из 5 барьеров $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)$ и 4 ям $\text{GaN}(6)$: *a* — расчет без учета внутренних полей, *b* — с их учетом. На вставках — профиль электронного потенциала с резонансными уровнями в ямах и коэффициент прохождения $P(E, V)$ при $V = 0$. $T = 30 \text{ К}$, $N_d = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

Была рассмотрена ограниченная сверхрешетка из 5 барьеров $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2)$ и 4 ям $\text{GaN}(6)$. Размеры ям были несколько увеличены, а температура понижена ($T = 30\text{ K}$), чтобы получить выраженные пики туннельного тока при относительно слабых внешних полях. Контактные области легировались мелкой примесью с энергией ионизации $E_d = 0.01\text{ эВ}$ [9] и концентрацией $N_d = 5 \cdot 10^{19}\text{ см}^{-3}$. Энергия Ферми в этом случае равна $E_f = 0.003\text{ эВ}$. Без учета внутренних полей туннельный ток через сверхрешетку имеет симметричный вид (рис. 6, а). Пики коэффициента прохождения связаны с минизонными состояниями, уровни которых показаны на вставке рисунка. Интервал между уровнями нижней минизоны E_r равен $\sim 0.01\text{ эВ}$. При учете внутренних полей ($E_w^{in} = -930\text{ кВ/см}$, $F_b^{in} = 2300\text{ кВ/см}$) в сверхрешетке возникает эффективное однородное поле $F_{eff} = (aF_w^{in} + bF_b^{in})/(a + b) = -140\text{ кВ/см}$, смещающее резонансные уровни в соседних ямах на величину 0.06 эВ , которая много больше E_r (рис. 6, б). В результате волновые функции состояний локализуются в основном в пределах отдельных ям, и происходит формирование штарковской лестницы, уровни которой проявляются в пиках коэффициента прохождения $P(E, 0)$ и туннельного тока. Для рассмотренного интервала напряжений внешнее поле не превосходит значений $\sim 300\text{ кВ/см}$, при которых $\Delta\epsilon_d < 0.01\text{ эВ}$. Поэтому величину напряжения V_{max}^j , соответствующего j -му максимуму тока, можно оценить, учитывая только сдвиг уровня $\Delta\epsilon_c^j$ в j -й яме, используя уравнение $E_f - e|V_{max}^j|(a/2 + d^j)/L_s = E_r^j(0)$, где L_s — толщина сверхрешетки, d^j — толщина слоя между j -й ямой и контактной областью $K^{(-)}$, равная $(5 - j)(b + a) - a$ для $V > 0$ и $j(b + a) - a$ для $V < 0$.

При положительных напряжениях внешнее и внутреннее поле F_{eff} совпадают по направлению, поэтому с ростом номера пика j толщина слоя d^j уменьшается, а энергии резонансов в ямах $E_r^j(0)$ увеличиваются. В результате с повышением напряжения интервал между соседними пиками $I(V)$ возрастает. Первый пик ($V_{max} = 0.034\text{ В}$) возникает при внешнем поле ($F = 20\text{ кВ/см}$), которое намного меньше внутреннего поля F_{eff} . В этой связи отметим, что в сверхрешетках GaAs/GaAlAs штарковская локализация наступает при заметно больших внешних полях $\sim 100\text{ кВ/см}$ [13].

При отрицательных напряжениях внешнее поле направлено против поля F_{eff} . По сравнению со случаем $V > 0$ толщины слоев d^j уменьшаются (увеличиваются) для $j = 1, 2$ ($j = 3, 4$), а пики тока сдвигаются в сторону больших (меньших) по модулю напряжений. Кроме того, для выбранной сверхрешетки почти выполняется условие $(E_f - E_r^1(0))/e = (b + a/2)F_{eff}$, при котором поле F_{eff} полностью компенсируется внешним полем ($V = L_s F_{eff}$), а все уровни штарковской лестницы совпадают с уровнем Ферми. Вследствие гибридизации эти уровни расщепляются в узкую минизону шириной $\sim 0.04\text{ эВ}$ (рис. 6, а), что и приводит к росту коэффици-

ента прохождения, туннельного тока и слабой зависимости V_{max}^j от номера пика.

В заключение перечислим основные результаты, полученные в работе.

1. Внутренние поля в симметричных двухбарьерных структурах $w\text{-GaN/AlGaN}(0001)$ приводят к асимметрии туннельного тока, которая не имеет аналогов в кубических структурах GaAs/AlGaAs . Асимметрия тока связана с отличием напряженности суммарного поля в слоях структуры при прямом и обратном смещении. Величина напряжения и тока в пике больше, когда направления внешнего и внутреннего полей в яме противоположны. В этом случае пик тока находится в области напряжений, где изменение резонансного уровня описывается квадратичным эффектом Штарка, что позволяет определить величину и направление внутреннего поля.

2. В несимметричных двухбарьерных структурах возникает дополнительная зависимость туннельного тока от положения барьеров по отношению к полярной оси, связанная с изменением профиля потенциальной энергии, влияющего на коэффициент прохождения.

3. Штарковские сдвиги резонанса в двухбарьерной структуре и связанного состояния в квантовой яме, вызванные деформацией потенциала внешним полем, близки друг к другу. Данные сдвиги определяют изменение пиков туннельного тока от параметров структуры (температуры, легирования, толщины слоев).

4. В сверхрешетках внутренние поля вызывают штарковскую локализацию электронных состояний в квантовых ямах. В случае, когда внешнее поле направлено против эффективного однородного поля в сверхрешетке, формируются минизонные состояния, проявляющиеся в больших и близких пиках тока. В противном случае локализация состояний в ямах усиливается, разница между уровнями штарковской лестницы увеличивается. Это приводит к ярко выраженной асимметрии туннельного тока в сверхрешетках при изменении направления внешнего поля.

5. Вольт-амперные характеристики нитридных структур сравнимы с характеристиками $\text{GaAs/AlGaAs}(001)$ при толщинах барьерных слоев, примерно в 2 раза меньших, что показывает перспективность использования нитридных материалов для создания резонансно-туннельных диодов с тонкими слоями.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 02-02-17848, № 02-02-06894.

Список литературы

- [1] S. Nakamura, M. Senoh, N. Iwasa, S. Nakahawa, T. Yamada, T. Mukai. Jap. J. Appl. Phys., Pt 2, **34**, L1332 (1995); А.Ю. Юнович. Светотехника, № 5–6, 2 (1996); R. Dimitrov, L. Wittmer, H.P. Felsl, A. Mitchell, O. Ambacher, M. Stutzmann. Phys. St. Sol. A, **168**, R7 (1998).
- [2] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt. Phys. Rev. B, **56** (16), R10024 (1997).

- [3] V. Fiorentini, F. Bernardini, F.D. Sala, A.D. Carko, P. Lugli. Phys. Rev. B, **60** (12), 8849 (1999).
- [4] J. Gleize, J. Frandon, M.A. Renucci, F. Bechstedt. Phys. Rev. B, **63**, 073 308 (2001).
- [5] C.-H. Chen, K. Krishnamurthy, S. Keller, G. Parish, M. Rodwell, U.K. Mishra, Y.-F. Wu. Electron. Lett., **35**, 933 (1999).
- [6] С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. ФТТ, **43** (4), 529 (2001).
- [7] R. Tsu, L. Esaki. Appl. Phys. Lett., **22** (11), 562 (1973).
- [8] F. Bernardini, F. Fiorentini. Phys. Rev. B, **57** (16), R9427 (1998).
- [9] H. Wang, A.-B. Chen. J. Appl. Phys., **87** (11), 7859 (2000).
- [10] I.H. Campbell, M.D. Joswick, D.L. Smith, R.H. Miles. Appl. Phys. Lett., **66** (8), 988 (1995).
- [11] G. Bastard, E.E. Mendez, L.L. Chang, L. Esaki. Phys. Rev. B, **28** (6), 3241 (1983).
- [12] Sadao Adachi. J. Appl. Phys., **58** (3), R1 (1985).
- [13] E.E. Mendez, F. Agullo-Rueda, J.M. Hong. Phys. Rev. Lett., **60** (23), 2426 (1988),

Редактор Л.В. Беляков

Influence of built-in fields on the tunneling current strained structures GaN/Al(x)Ga(1-x)N(0001)

S.N. Grinyaev, A.N. Razzhvalov

Siberian Physical Technical Institute,
634050 Tomsk, Russia

Abstract On the basis of methods of a pseudo-potential and matrix of scattering the influence of built-in fields to a tunnel current in wurtzite structures GaN/Al_xGa_{1-x}N(0001) ($x = 0.3$) with the strained barrier layers is investigated. It is shown that in symmetric two-barrier structure the interior field moves resonance peaks to smaller voltages and decreases (increases) magnitude of a tunnel current, when its direction in a quantum well coincides (is opposite) with respect to a direction of an external field. For nonsymmetric structures the built-in field leads to additional asymmetry of a current from a position of barriers in relation to a polar axes. In restricted superlattices the peaks of tunnel current connected to induced by built-in fields the Stark ladder levels are observed. The tunnel current dependence on thickness and position layers, degree of doping and temperature are explained within the framework of the theory of perturbations.