

Гистерезис туннельного тока в двухбарьерных структурах w -GaN/AlGaN(0001)

© А.Н. Разжувалов[¶], С.Н. Гриняев^{¶¶}

Сибирский физико-технический институт при Томском государственном университете,
634050 Томск, Россия

(Получена 5 июня 2007 г. Принята к печати 17 октября 2007 г.)

На основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона исследованы особенности гистерезиса туннельного тока в двухбарьерных структурах w -GaN/AlGaN(0001). Показано, что петля гистерезиса зависит от взаимной ориентации внешнего и внутреннего полей в яме и шире при той полярности, когда эти поля компенсируют друг друга. В рамках однорезонансного приближения развита модель туннельного тока двухбарьерной структуры, определена связь параметров петли гистерезиса и резонансных состояний. Установлено, что при участии двух резонансов петля гистерезиса может быть довольно широкой (~ 4 В) даже в геометрически симметричных структурах. В несимметричных структурах изменение типа поверхности роста приводит к усилению или подавлению петли гистерезиса в зависимости от чередования неэквивалентных барьеров.

PACS: 73.21.Fg, 73.63.Hs

1. Введение

Нитридные структуры w -GaN/AlGaN(0001) используются в различных приборах электроники — полевых транзисторах, светодиодах, лазерах, фотодетекторах, переключателях, пьезодатчиках и т.д. [1]. Они перспективны для разработки параметрических диодов [2], химических сенсоров [3] и т.д. В последние годы проявляется все больший интерес к созданию на их основе резонансно-туннельных диодов, обладающих выраженными характеристиками с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП) в широком диапазоне температур. Электронные свойства нитридов существенно модифицируются внутренними полями, индуцированными спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией. Эти поля приводят к нелинейным особенностям туннельного тока — гистерезису, асимметрии, скачкам и бистабильности [4–12]. Большинство исследований туннельного тока выполнено для структур с Ga-поверхностью роста (0001), обладающих более высоким качеством гетерограниц, большей подвижностью и большей плотностью двумерного электронного газа по сравнению с материалами с N-поверхностью роста (000 $\bar{1}$) [13].

Первые резонансно-туннельные диоды на основе двухбарьерных и многоямных квантовых структур w -GaN/AlN(0001) с тонкими слоями были получены в [4–8]. Они обнаружили асимметричное поведение тока относительно смены полярности напряжения с широкой петлей гистерезиса (~ 6 В [7]) и большим отношением пик/долина (~ 32) [8], деградацию пиков тока при переключении напряжения [6,7], зависимость характеристик от условий выращивания и предыстории материала. Влияние различных факторов затрудняет интерпретацию гистерезиса, его особенности остаются предметом дискуссии [7,8].

Прояснению вопроса могут служить исследования туннельного тока для более изученных двухбарьерных структур GaAs/AlAs(001). Впервые сложная зависимость тока от напряжения (бистабильность, формирование плато в петле гистерезиса) в этих структурах была обнаружена в [14] и объяснялась эффектом обратной связи электростатического поля, созданного пришедшими в область ямы электронами, на туннельный ток. Последующие исследования временной зависимости туннельного тока методом функций Вигнера [15] показали, что двойной гистерезис и токовые осцилляции связаны с взаимодействием резонансного уровня в основной квантовой яме с состояниями треугольной ямы, возникающей в спейсерном слое вблизи эмиттерного барьера. Гистерезис тока в этих структурах наблюдается при достаточно низких температурах, коэрцитивная сила составляет сравнительно небольшую величину, ~ 0.05 В [15].

В вюртцитных нитридных структурах w -GaN/AlN благодаря широкой запрещенной зоне, большим значениям разрывов зон и эффективным масс, а также вследствие влияния встроенных полей петля гистерезиса более выраженная и наблюдается при высоких температурах, вплоть до комнатной. Моделирование процессов туннелирования в нитридах проводилось в [6,9–12,16,17]. В [9] на основе метода функций Грина показано, что диодный характер тока связан с поляризационными зарядами на гетерограницах, было получено качественное согласие с данными [4]. Однако этот метод не позволил объяснить гистерезис и бистабильность тока [6]. Причины расхождений связывают с электронными ловушками, изменяющими величину интерфейсного заряда [6], неучтенными токами утечки, сопротивлениями буферных слоев и свойствами контактов [10]. Туннельный ток сильно зависит от величины спонтанной поляризации. Показано [10], что согласие с экспериментом улучшается при некотором уменьшении значения поляризации, определенной методом фаз Бэри [18], на это же указывают и другие

[¶] E-mail: shuvalov@phys.tsu.ru

^{¶¶} E-mail: gsn@phys.tsu.ru

работы [19]. В твердых растворах AlGaN поверхностный заряд уменьшается за счет нелинейной зависимости от состава спонтанной поляризации и параметров пьезоэлектрического тензора [20].

Ранее [12] на основе совместного решения уравнений Шредингера и Пуассона нами было показано, что туннельный ток двухбарьерной структуры $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ зависит от взаимной ориентации внутреннего и внешнего полей в яме, а ее сопротивление больше в том случае, когда эти поля компенсируют друг друга. Вольт-амперная характеристика данной структуры хорошо описывается однорезонансной моделью, в которой учитывается тунелирование электронов только через нижний резонанс в яме.

В настоящей работе этот метод применен для изучения особенностей гистерезиса туннельного тока, возникающего при участии одного или двух резонансов. Рассмотрена зависимость туннельного тока от типа поверхности выращиваемых структур.

2. Метод расчета

Вольт-амперные характеристики в напряженных геометрически симметричных двухбарьерных структурах $w\text{-GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2c_1)/\text{GaN}(6c_2)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2c_1)/\text{GaN}(0001)$ (c_1, c_2 — постоянные решетки вдоль гексагональной оси) и несимметричных структурах $w\text{-GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2c_1)/\text{GaN}(6c_2)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(3c_1)/\text{GaN}(0001)$ исследовались, как и в [12], на основе самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Квантовая область из двух барьеров и ямы считалась нелегированной, контактные области из GaN сильно легировались атомами кремния (концентрация $N_d = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) с энергией ионизации $E_d = 0.308 \text{ эВ}$. Состояния электронов в области контактов, прилегающих к барьерам, описывались в полуклассическом приближении, внутри двухбарьерной области — квантовым образом в баллистическом приближении. Влиянием неупругого рассеяния электронов на фонах на электронный заряд, эффективный потенциал структуры и туннельный ток пренебрегалось. Внутренние поля, вызванные спонтанной и пьезоэлектрической поляризацией, в квантовой области учитывались в рамках макроскопического подхода [17], а в контактных областях считались скомпенсированными за счет, например, свободных зарядов и электронных ловушек дислокационных или дефектных состояний [6]. Плотность туннельного тока вычислялась в приближении изотропной эффективной массы через разность потоков электронов, налетающих на двухбарьерную область слева и справа [12]:

$$j = \frac{em^*kT}{2\pi^2\hbar^3} \int_{E_m}^{\infty} P(E) \left\{ \ln \frac{1 + \exp[(E_F - E)/kT]}{1 + \exp[(E_F - eV - E)/kT]} \right\} dE, \quad (1)$$

где E_m — энергия края зоны проводимости эмиттера на границе с барьером, e — заряд электрона, m^* —

эффективная масса, T — температура, k — постоянная Больцмана, V — напряжение (считалось, что при $V > 0$ левая контактная область заряжена положительно, в этом случае электроны движутся в сторону левого контакта). Все энергии здесь и далее отсчитаны от края зоны проводимости в глубине левого контакта. Другие детали метода расчета коэффициента прохождения $P(E)$, энергии уровня Ферми E_F и решения уравнений Шредингера и Пуассона даны в [11,12,17].

Для анализа происхождения петли гистерезиса тока был проведен расчет объемной, $n(z)$, и поверхностной, n_w (внутри ямы GaN), концентраций электронов, где направление z перпендикулярно гетерограницам [12]: $n_w = \int_{\text{well}} n(z) dz$. Поскольку квантовая область предполагалась нелегированной, а процессами неупругого рассеяния пренебрегалось, резонансный уровень считался пустым, когда он оказывался ниже края зоны проводимости эмиттера.

3. Туннельный ток в симметричной двухбарьерной структуре

Вычисленные вольт-амперные характеристики симметричной двухбарьерной структуры $w\text{-GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2c_1)/\text{GaN}(6c_2)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2c_1)/\text{GaN}$ (структура (262)) с Ga-поверхностью роста при $T = 250 \text{ К}$ приведены на рис. 1. Направление роста этой структуры (z) совпадает с полярной осью [0001]. Плотность туннельного тока j и концентрация n_w определялись при непрерывном увеличении (прямые ветви — индекс f) и уменьшении (обратные ветви — индекс b) модуля напряжения. В структуре с N-поверхностью роста встроенные поля в слоях имеют обратные направления, поэтому ей отвечает зависимость $j(V)$ с противоположными по сравнению с рис. 1 знаками тока и напряжения.

Особенностями вольт-амперной характеристики являются выраженный участок ОДП при $V < 0$, скачки и широкая петля гистерезиса туннельного тока при $V > 0$. Анализ плотности тока показал, что ее величина в основном связана с вкладом электронов, туннелирующих через резонансный уровень с энергией E_r , наиболее близко расположенный к квазиуровню Ферми в эмиттере E_F^{em} (равному E_F при $V < 0$ и $E_F - eV$ при $V > 0$). Скачки тока наблюдаются при переходе нижнего резонансного уровня через край зоны проводимости эмиттера. Переходы происходят в узких интервалах $V_{\lambda d}^{\pm} < V_{\lambda}^{\pm} < V_{\lambda u}^{\pm}$, $\lambda = (b, f)$ до (индекс d) и после (индекс u) критических отрицательных (–) и положительных (+) напряжений V_{λ}^{\pm} . Внутри этих интервалов итерационная процедура совместного решения уравнений Шредингера и Пуассона неустойчива. Здесь возможно возникновение бистабильности тока, подобной наблюдавшейся в структурах GaAs/AlAs(001) [14,21]. Краям интервалов отвечают наиболее близкие к V_{λ}^{\pm} устойчивые решения. При $V < 0$, когда направления внешнего и внутреннего полей в яме совпадают, кривые плотности токов имеют типичную область ОДП

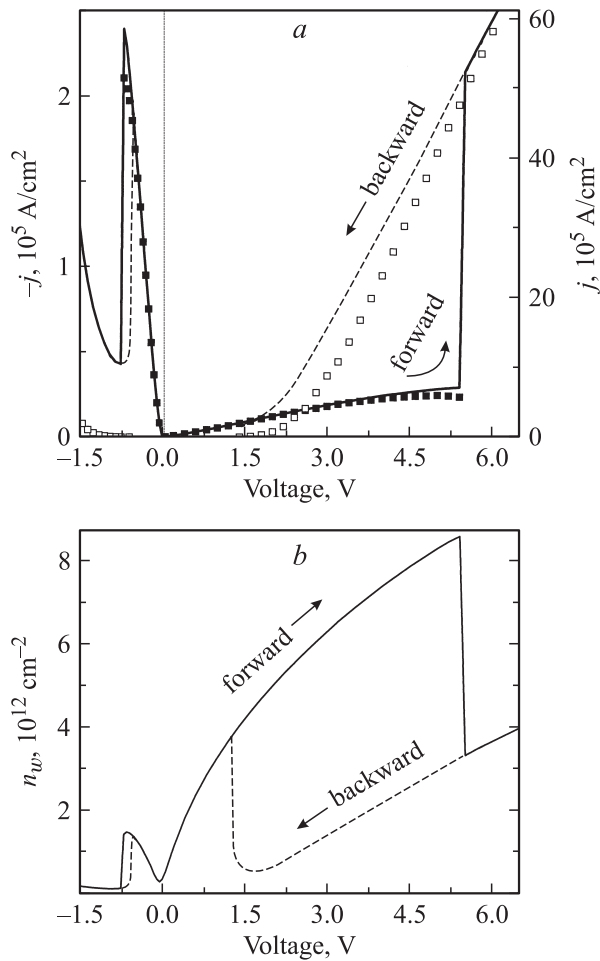


Рис. 1. Плотность туннельного тока $j(V)$ (а) и концентрация двумерного электронного газа в квантовой яме n_w (б) в двухбарьерной структуре $\text{GaN}/\text{AlGaN}(2c_1)/\text{GaN}(6c_2)/\text{AlGaN}(2c_1)/\text{GaN}$ при $T = 250$ К. Сплошные линии — прямые, штриховые — обратные ветви точного расчета. а: точки — результаты „однорезонансного“ модельного расчета для прямой и обратной ветвей.

с узкой петлей гистерезиса: $-0.75 < V_f^- < -0.7$ В, $-0.60 < V_b^- < -0.55$ В. При $V > 0$ направления внешнего и внутреннего полей в яме противоположны. В этом случае наблюдаются большой скачок плотности тока в области напряжений $5.4 < V_f^+ < 5.5$ В, малый скачок при $1.25 < V_b^+ < 1.30$ В, широкая петля гистерезиса (~ 4 эВ) и протяженные участки линейной зависимости $j(V)$ на прямой и обратной ветвях.

Сравнение зависимостей от напряжения плотности тока $j(V)$ и концентрации двумерного электронного газа в квантовой яме $n_w(V)$ показывает, что везде, кроме узких областей вблизи критических напряжений V_{λ}^{\pm} , эти зависимости меняются в одну и ту же сторону — росту (уменьшению) плотности тока на прямых (обратных) ветвях соответствует рост (уменьшение) концентрации электронов в яме. При напряжении V_f^+ рост плотности тока сопровождается уменьшением концентрации, при

напряжениях V_b^+ , V_f^- , V_b^- ток и концентрация изменяются согласованно.

Минимум концентрации n_w сдвинут в сторону отрицательных напряжений к $V \approx -0.05$ В. Это связано с тем, что вследствие асимметрии потенциала при малых напряжениях величина n_w определяется в основном потоком электронов со стороны менее мощного правого барьера, вклад от которого с ростом $|V|$ уменьшается при $V < 0$ и увеличивается при $V > 0$. При напряжениях $V < -0.05$ В концентрация увеличивается за счет нарастающего потока со стороны левого барьера.

При критических напряжениях, когда первый резонансный уровень проваливается под край или появляется над краем зоны проводимости эмиттера, соответственно на прямой или обратной ветви $j(V)$ возникают скачки тока. В случае проваливания этого уровня (напряжения V_f^+ , V_f^-) электронный заряд и потенциальная энергия W в области ямы уменьшаются, а при появлении (напряжения V_b^+ , V_b^-) — увеличиваются. Уменьшение напряжения после скачка $j(V)$ не восстанавливает профиль W до скачка $j(V)$ из-за разницы темпов изменения резонансных уровней и концентраций электронов в яме от напряжения. Однако электронные потенциалы, а с ними и плотности туннельного тока на прямой и обратной ветвях совпадают, когда провалившийся резонансный уровень вновь становится открытым для туннелирования электронов ($E_r > E_m$) при критических напряжениях V_b^+ , V_b^- . Вследствие необратимого в момент скачка тока перераспределения электронного заряда происходит формирование петли гистерезиса.

Рассмотрим подробнее особенности туннельного тока в зависимости от полярности напряжения.

Положительные напряжения. На прямой ветви $j(V)$ с ростом напряжения потенциал двухбарьерной структуры становится все более симметричным, что усиливает локализацию волновой функции и увеличивает электронный заряд в яме. Это приводит к эффекту отрицательной обратной связи — при увеличении напряжения электронный потенциал и первый резонансный уровень E_r понижаются относительно квазиуровня Ферми E_F^{em} , однако это смещение в значительной степени компенсируется обратным сдвигом, связанным с накоплением заряда в яме и линейным эффектом Штарка, возникающим из-за асимметрии потенциала и плотности вероятности. Поэтому уровень E_r и в большом интервале напряжений находится вблизи E_F^{em} , но вдали от E_m . В согласии с моделью [12] зависимость $j(V)$ здесь имеет линейный характер. К моменту, когда уровни выравниваются ($E_r = E_m$), в яме накапливается настолько большой заряд, что его исход из ямы после проваливания первого резонанса (рис. 2, а) вызывает значительное понижение электронного потенциала W , при котором второй резонансный уровень оказывается вблизи E_F^{em} . В результате в яме вновь возникает заряд, стабилизирующий дальнейший провал потенциала. Поскольку второй пик коэффициента прохождения гораздо шире первого пика, при напряжении V_f^+ возникает большой

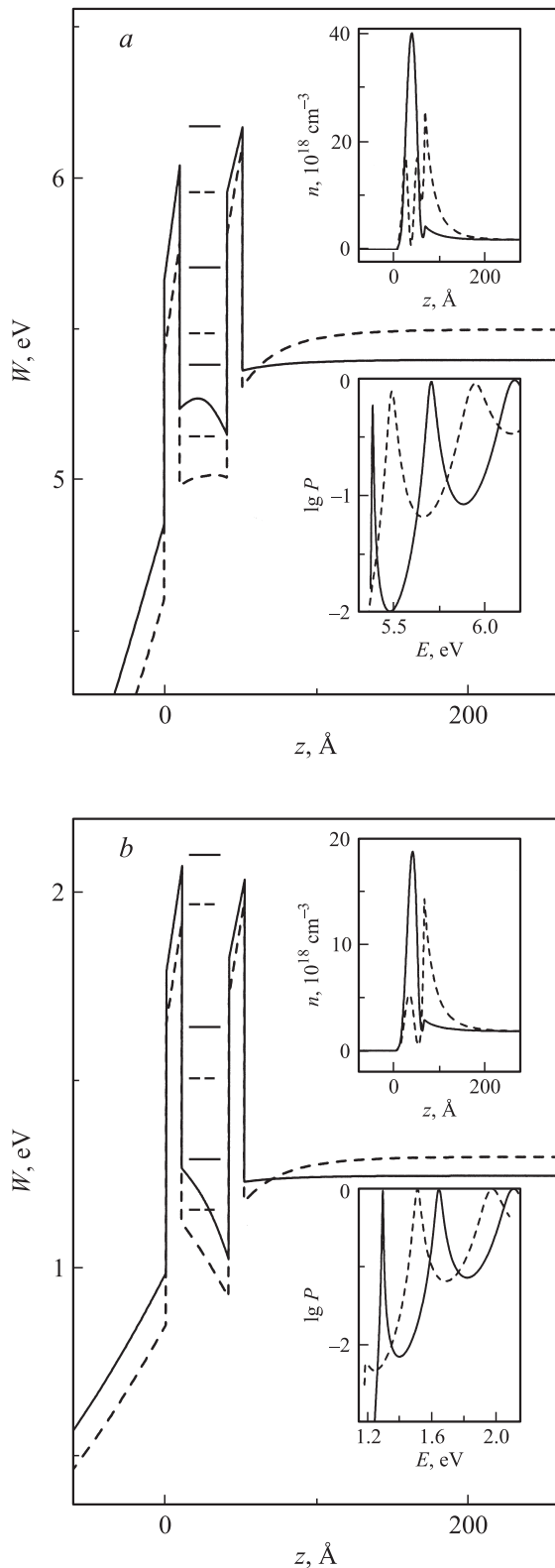


Рис. 2. Потенциальная энергия $W(z)$ в двухбарьерной структуре GaN/AlGaIn($2c_1$)/GaN($6c_2$)/AlGaIn($2c_1$)/GaN вблизи критических напряжений V_f^+ (a) и V_b^+ (b): сплошным линиям отвечают напряжения $V_{fd}^+ = 5.40$ В, $V_{bu}^+ = 1.25$ В, штриховым — $V_{fu}^+ = 5.50$ В, $V_{bd}^+ = 1.30$ В. На вставках — соответствующие коэффициенты прохождения P и объемные концентрации электронов n . Показано положение резонансных уровней в квантовых ямах.

скачок тока. После скачка внешнее и встроенное поля внутри ямы почти полностью компенсируют друг друга, и ее дно становится плоским. Электронная плотность внутри ямы за счет p -подобного характера состояния второго резонанса приобретает двугорбый и почти симметричный вид с обедненной центральной частью, заряд из которой перетекает в прилегающую к квантовой структуре область эмиттера (вставка на рис. 2, a) с выраженным треугольным видом W . Вследствие слабой асимметрии плотности вероятности второго резонанса эффект Штарка для него выражен гораздо слабее, чем для первого резонанса.

Как видно из рис. 1, вольт-амперная характеристика на обратной ветви не повторяет ход прямой ветви при $V < V_f^+$, а является продолжением ее участка при $V > V_f^+$, сохраняя почти линейный вид до напряжения ~ 3 В. Здесь, как и на прямой ветви, тоже возникает эффект отрицательной обратной связи — с уменьшением напряжения электронный потенциал и второй резонансный уровень сдвигаются вверх относительно E_F^{em} , однако этот сдвиг частично компенсируется за счет уменьшения заряда в яме. При этом эффект Штарка на положение второго уровня почти никакого влияния не оказывает. Поскольку заряд в яме, созданный вторым резонансом, значительно меньше соответствующего заряда, созданного первым резонансом, закрепление второго резонансного уровня относительно квазиуровня Ферми E_F^{em} на обратной ветви оказывается гораздо менее жестким, чем закрепление первого резонансного уровня на прямой ветви. При достижении напряжения $V_b^+ = 1.3$ В наблюдается небольшой рост тока, связанный с открытием канала туннелирования через первый резонансный уровень (рис. 2, b). После этого при $V < V_b^+$ значения тока на прямой и обратной ветвях совпадают. Петля „двурезонансного“ гистерезиса оказалась довольно широкой, $V_f^+ - V_b^+ \approx 4$ В, вследствие большой разницы зарядов в яме и темпов движения резонансных уровней на двух ветвях тока. Благодаря малому скачку тока при V_b^+ ширину петли можно оценить из точки пересечения линейных участков двух ветвей.

Отрицательные напряжения. В этом случае направления внутреннего и внешнего полей в яме совпадают, гистерезис тока связан с участием только нижнего резонанса. С ростом $|V|$ электронный потенциал становится все более асимметричным, а резонансный уровень понижается согласно линейному эффекту Штарка [11]. Из-за малого заряда в яме эффект замедления движения уровня выражен слабо, поэтому он достаточно быстро выбывает из процесса туннелирования при относительно небольшом критическом напряжении $V_f^- = -0.7$ В. Так как при этом скачок потенциала оказывается меньше расстояния между первым и вторым резонансными уровнями (рис. 3), то в отличие от случая $V > 0$ туннельный ток не растет, а уменьшается, формируя типичную характеристику с ОДП. Дальнейшее увеличение тока на прямой ветви с ростом $|V|$ вызвано приближением второго резонанса к уровню E_F^{em} .

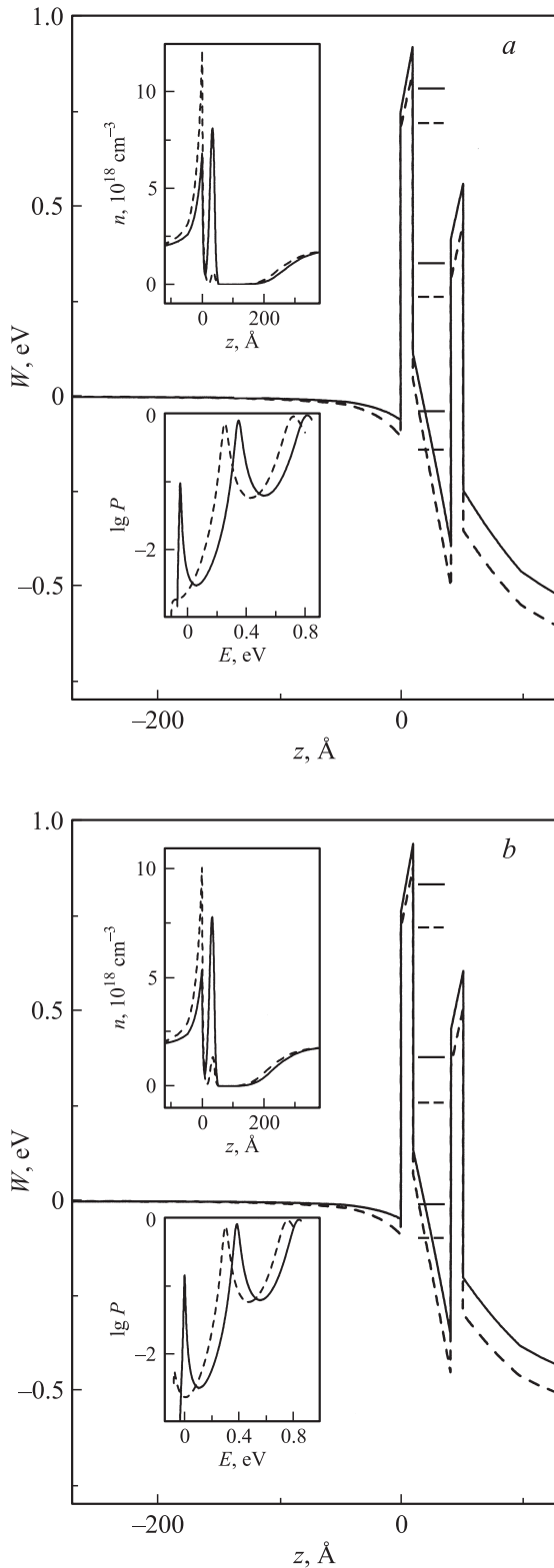


Рис. 3. Потенциальная энергия $W(z)$ в двухбарьерной структуре $\text{GaN}/\text{AlGaIn}(2c_2)/\text{GaN}(6c_2)/\text{AlGaIn}(2c_1)/\text{GaN}$ вблизи критических напряжений V_f^- (a) и V_b^- (b): сплошным линиям отвечают напряжения $V_{fu}^- = -0.70$ В, $V_{bu}^- = -0.55$ В, штриховым — $V_{fu}^- = -0.75$ В, $V_{bd}^- = -0.60$ В. На вставках — соответствующие коэффициенты прохождения P и объемные концентрации электронов n . Показано положение резонансных уровней в квантовых ямах.

На обратной ветви при критическом напряжении $V_b^- = -0.6$ В ток испытывает скачок в момент открытия канала туннелирования через первый резонанс. Напряжения V_f^- и V_b^- близки друг к другу из-за малого различия потенциалов кватовой области вблизи скачка, поэтому петля гистерезиса при $V < 0$ оказалась узкой, $V_f^- - V_b^- \approx 0.1$ В.

4. Модель туннельного тока двухбарьерной структуры

А. Выясним причины отличия сопротивлений на прямой и обратной ветвях тока при $V > 0$. Для этого используем „однорезонансное“ приближение [12], справедливое, когда резонансный уровень E_r находится около уровня E_F^{cm} . В этом случае основной вклад в туннельный ток дает узкая область коэффициента прохождения вблизи E_r , что позволяет записать j в виде [12]

$$j = \frac{em^*kT}{4\pi\hbar^2} \frac{P_r}{\tau_r} \left\{ \ln \frac{1 + \exp[(E_F^{\text{col}} - E_r)/kT]}{1 + \exp[(E_F^{\text{cm}} - E_r)/kT]} \right\} \cdot \gamma_r, \quad (2)$$

где P_r — значение коэффициента прохождения в резонансе, τ_r — время жизни резонансного состояния, $\Gamma_r = \hbar/\tau_r$ — ширина резонансного пика,

$$\gamma_r = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \arctg \frac{E_r - E_m}{\Gamma_r/2},$$

E_F^{col} — энергия квазиуровня Ферми в коллекторе, равная $E_F - eV$ при $V < 0$ и E_F при $V > 0$. Как видно из рис. 1, а, „однорезонансное“ приближение в целом дает хорошее согласие с результатами точного расчета. Некоторое занижение модельного тока на прямых ветвях вблизи V_f^+ и V_f^- связано с отличием „точного“ $P(E)$ от лоренцевского вида, использованного при выводе (2) [12]. На обратной ветви при $V > 0$ расхождение больше в области малых напряжений из-за не полного учета в модели (2) вклада низкоэнергетических электронов, удаленных от резонансного уровня. Значительные расхождения наблюдаются при напряжениях $V < V_f^-$, поскольку за счет малого скачка потенциала (~ -0.1 эВ) второй резонанс здесь заметно удален от E_F^{cm} .

При напряжениях $|V| > 0.1$ В и температуре $T = 250$ К поток электронов со стороны коллектора пренебрежимо мал по сравнению с потоком со стороны эмиттера. В этом случае величину тока (2) определяют три множителя, зависящие от свойств резонансного состояния и эмиттера. Первый множитель $N = \Gamma_r P_r$ характеризует „мощность“ резонансного пика, ей пропорционален кондактанс структуры. Второй множитель $\ln(\dots)$ отражает зависимость тока от заполнения электронных состояний в окрестности резонанса. В третьем множителе γ_r слагаемые определяют „долю“ участия электронов с энергиями в области левого и правого плеча резонансного пика в туннельном токе (напомним, что электроны с энергиями $E < E_m$ вклада

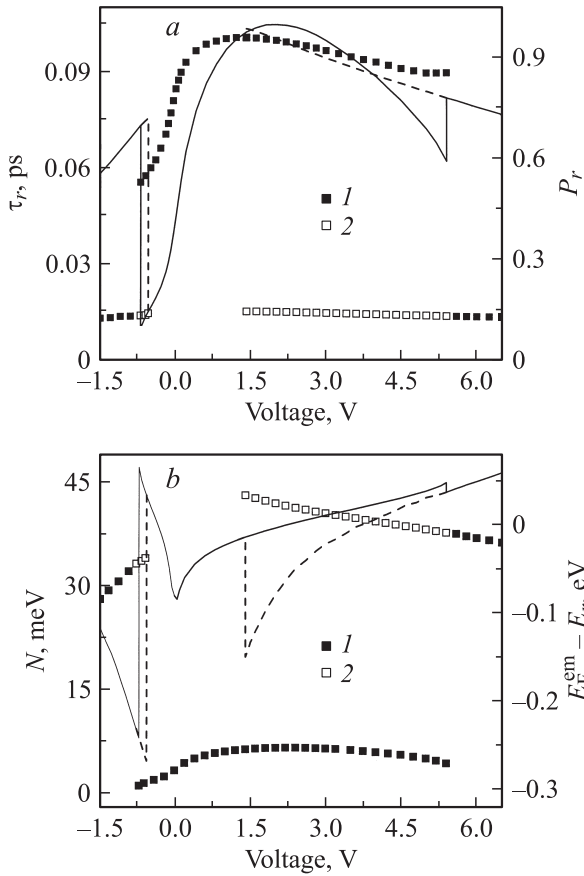


Рис. 4. Зависимости параметров „однорезонансного“ приближения от напряжения. Линии — время жизни τ_r первого резонанса (a) и энергетическое расстояние $E_F^{\text{em}} - E_r$ между квазиуровнем Ферми в эмиттере и уровнем первого резонанса (b), точки — коэффициент прохождения в резонансе P_r (a) и „мощность“ первого резонансного пика N (b). Сплошные кривые и точки 1 — прямые ветви, штриховые кривые и точки 2 — обратные.

в ток не дают). В случае, когда резонансный уровень совпадает с уровнем E_F^{em} и отстоит от E_m на интервал, превышающий полуширину уровня, туннельный ток (2) принимает вид $j_0 = \pm (em^*kT/4\pi\hbar^3) N \ln 2$ (знак „+“ берется при $V < 0$, „-“ при $V > 0$).

При положительных напряжениях в интервалах $1.2 < V < 3.5$ В на прямой ветви и $3.2 < V < 4.4$ В на обратной ветви выполняются условия $|E_F^{\text{em}} - E_r| \ll kT \ll |E_F^{\text{col}} - E_r|$, $\Gamma_r/2 \ll |E_m - E_r|$, при которых $\gamma_f^+ \approx 1$, $\gamma_b^+ \approx 1$. Это позволяет записать плотность тока в упрощенном виде [12]:

$$j = j_0 - \frac{em^*kT}{4\pi\hbar^3} N \left(\frac{E_F^{\text{em}} - E_r}{2kT} \right). \quad (3)$$

В указанных областях энергии резонансных уровней $E_{r\lambda}$ меняются почти линейно от напряжения, $E_F^{\text{em}} - E_{r\lambda} = \alpha_\lambda^+ + \beta_\lambda^+ V$ ($\lambda = f, \alpha_f^+ = -0.033$ эВ, $\beta_f^+ = 0.014$ эВ/В для прямой ветви; $\lambda = b, \alpha_b^+ = -0.091$ эВ, $\beta_b^+ = 0.024$ эВ/В для обратной

ветви). В то же время „мощность“ резонансного пика в этих областях практически постоянна вследствие согласованного изменения τ_r и P_r (рис. 4), поэтому сопоставление двухбарьерной структуры можно записать как

$$R_\lambda^+ = \frac{8\pi\hbar^3}{em^*S} \frac{1}{N_\lambda^+ \beta_\lambda^+}, \quad (4)$$

где S — площадь поперечного сечения. Из (4) следует отношение сопротивлений на прямой и обратной ветвях петли гистерезиса туннельного тока:

$$\frac{R_f^+}{R_b^+} = \frac{\tau_f^+}{\tau_b^+} \frac{P_b^+}{P_f^+} \frac{\beta_b^+}{\beta_f^+} = \frac{N_b^+ \beta_b^+}{N_f^+ \beta_f^+}. \quad (5)$$

В середине линейных участков прямой ($V = 2.2$ В) и обратной ($V = 3.8$ В) ветвей параметры двух резонансов (рис. 4) соотносятся как $\tau_f^+/\tau_b^+ = 7$, $P_b^+/P_f^+ = 0.9$, $\beta_b^+/\beta_f^+ = 1.7$, поэтому сопротивление на прямой ветви оказывается примерно в 10 раз больше сопротивления на обратной ветви. Эти отношения остаются примерно такими же и при других напряжениях указанных интервалов, поэтому различие сопротивлений на прямой и обратной ветвях в основном связано с разницей времен жизни первого и второго резонансов.

Б. Выясним причину асимметрии туннельного тока на линейных участках прямых ветвей между критическими напряжениями V_f^+ и V_f^- . Точный расчет сопротивлений дает $R_f^+/R_f^- \approx 2.6$. Оценку этого отношения можно получить с помощью выражения для туннельного тока (3), которое при отрицательных напряжениях применимо для узкого интервала $-0.4 < V < -0.35$ В. „Мощность“ резонансного пика и положение нижнего уровня в данном интервале зависят от напряжения линейно, $N_f^- = \eta_f^- + \delta_f^- V$ ($\eta_f^- = 2.82$ мэВ, $\delta_f^- = 2.18$ мэВ/В), $E_F^{\text{em}} - E_{rf} = \alpha_f^- + \beta_f^- V$ ($\alpha_f^- = -0.049$ эВ, $\beta_f^- = -0.151$ эВ/В), поэтому сопротивление структуры принимает вид

$$R_f^- = \frac{8\pi\hbar^3}{em^*S} \frac{1}{\alpha_f^- \delta_f^- + \beta_f^- \eta_f^- + 2\beta_f^- \delta_f^- \bar{V}} \frac{1}{\gamma_f^-},$$

где $\bar{V} = -0.38$ В — среднее значение напряжения в интервале, $\gamma_f^- \approx 0.89$. В результате получаем близкое к точному расчету отношение сопротивлений

$$\frac{R_f^+}{R_f^-} = \frac{\bar{N}_f^-}{N_f^+} \frac{|\beta_f^-|}{\beta_f^+} \gamma_f^- = \frac{1.8 \cdot 0.151}{6.6 \cdot 0.014} 0.89 \approx 2.7,$$

где $\bar{N}_f^- = \eta_f^- + \delta_f^- (\alpha_f^-/\beta_f^- + 2\bar{V})$ — эффективное значение мощности пика с учетом поправок на квадратичную зависимость от напряжения модельного тока. Следовательно, при отрицательных напряжениях энергия резонансного уровня изменяется в 11 раз быстрее, чем при положительных напряжениях, тогда как „мощность“ пика \bar{N}_f^- , напротив, в 4 раза меньше „мощности“ пика

N_f^+ . На рис. 4 показано, что эти отношения примерно сохраняют свои значения и на более широком интервале отрицательных напряжений. Поэтому асимметрия туннельного тока при смене полярности напряжения вызвана в основном различием темпов изменения резонансных уровней.

5. Туннельный ток в несимметричных двухбарьерных структурах, зависимость тока от поверхности роста

Результаты расчета туннельных токов и потенциалов в несимметричных двухбарьерных структурах w -GaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(2c₁)/GaN(6c₂)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(3c₁)/GaN (структуры (263)) с Ga- и N-поверхностями роста приведены на рис. 5. При их сравнении с данными для симметричной структуры (262) (рис. 1) надо учитывать, что за счет сдвига потенциала дна ямы (для Ga-поверхности, когда правый барьер толще — потенциал ямы сдвигается вниз относительно потенциала ямы симметричной структуры (262), для N-поверхности потенциал сдвигается вверх) резонансный уровень структуры (262) занимает промежуточное положение (0.124 эВ) между резонансными уровнями (0.104 и 0.153 эВ) структур (263) с Ga- и N-поверхностью соответственно.

Величины скачков плотности тока несимметричной структуры (262) с Ga-поверхностью роста на прямой и обратной ветвях $j(V)$ при критических напряжениях V_f^+ , V_b^+ гораздо меньше, чем в случае симметричной структуры (262). Это связано с тем, что с ростом толщины эмиттерного барьера резонансный уровень понижается, а темп его изменения от напряжения увеличивается [11]. Уменьшение прозрачности несимметричной структуры (263) привело к росту ее сопротивления. Критическое напряжение прямой ветви V_f^- увеличилось незначительно. Однако, благодаря тому, что более толстый коллекторный барьер приводит к большей локализации волновой функции и накоплению большего заряда в яме, сопротивление структуры увеличилось существенно (почти в 3 раза). После проваливания резонансного уровня заряд из ямы уходит в область эмиттера, а потенциал сильно понижается. Поэтому на обратной ветви критическое напряжение $V_b^- \approx -0.3$ В значительно меньше, чем в структуре (262). Такие изменения V_f^- , V_b^- и V_f^+ , V_b^+ приводят к почти симметричному виду и широкому петлям гистерезиса для обеих полярностей напряжения туннельного тока структуры (263) с Ga-поверхностью роста.

В несимметричной структуре (263) с N-поверхностью роста поведение туннельного тока существенно иное. При $V > 0$ наблюдается один пик при напряжении 0.5 В, петля гистерезиса отсутствует; при $V < 0$ скачок тока происходит при гораздо большем напряжении, $V_f^- \approx -7$ В (на рис. 5 этот скачок и связанная с ним петля гистерезиса не показаны). Для объясне-

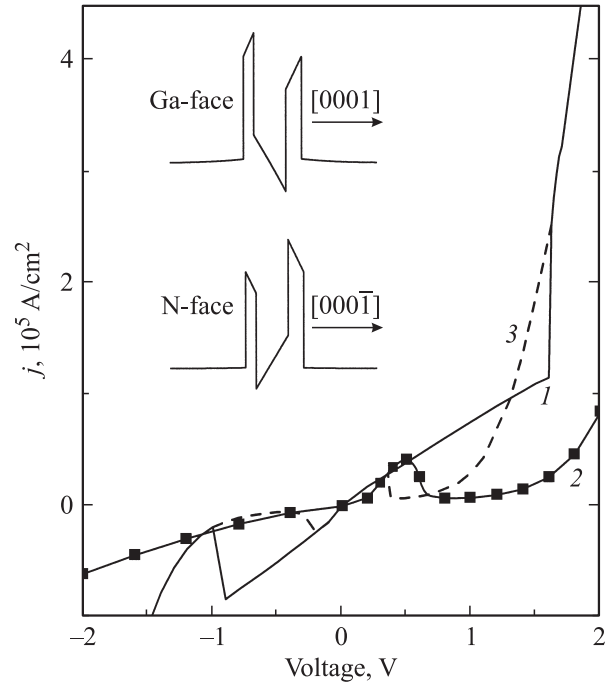


Рис. 5. Вольт-амперные характеристики несимметричной двухбарьерной структуры w -GaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(2c₁)/GaN(6c₂)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(3c₁)/GaN с Ga-поверхностью (1) и N-поверхностью (2) роста. 3 — обратные ветви. На вставках показаны электронные потенциалы.

ния отличий отметим, что изменение порядка барьеров (263 → 362) эквивалентно смене типа поверхности структуры и направления полярной оси. Например, профиль потенциала структуры w -GaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(2c₁)/GaN(6c₂)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(3c₁)/GaN с Ga-поверхностью при инверсии относительно центра ямы переходит с точностью до сдвига, равного разности толщин барьеров, в потенциал структуры w -GaN/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(2c₁)/GaN(6c₂)/Al_{0.3}Ga_{0.7}N(3c₁)/GaN с N-поверхностью. Поэтому, как и в случае с симметричной структурой (262), зависимости $j(V)$ этих структур при одном и том же направлении оси z должны различаться лишь знаком, если пренебречь различием в морфологии двух поверхностей.

Пик тока структуры (263) с N-поверхностью, несмотря на более высокое, чем в структуре (262), положение резонансного уровня в квантовой яме, сдвинут в сторону меньших напряжений. Это объясняется более быстрым изменением энергии данного уровня относительно E_F^{em} вследствие увеличения толщины эмиттерного барьера [11] и ослабления эффекта отрицательной обратной связи, так как в яме с более асимметричным потенциалом накапливается меньший заряд. Это явилось также причиной отсутствия петли гистерезиса при $V > 0$. При отрицательных напряжениях перечисленные факторы способствуют росту заряда в яме, что приводит к увеличению сопротивления структуры и отдалению момента выравнивания резонансного уровня с квазиуровнем Ферми в эмиттере.

6. Заключение

Показано, что в двухбарьерных нитридных структурах $w\text{-GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}(0001)$ широкая петля гистерезиса туннельного тока возникает при напряжениях, когда внешнее и внутреннее поля в яме противоположны друг другу. В этом случае с ростом напряжения потенциал структуры становится все более симметричным, что приводит к увеличению электронного заряда в яме и сильному эффекту отрицательной обратной связи, проявляющемуся в замедленном приближении резонансного уровня к квазиуровню Ферми в эмиттере. Это обуславливает рост сопротивления структуры и отодвигает момент выбывания (проваливания) нижнего резонанса из процесса туннелирования на прямой ветви тока. В момент проваливания происходит опустошение резонансного состояния и исход заряда из ямы в эмиттер, что сильно понижает и деформирует потенциал активной области. В симметричной структуре $\text{GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2c_1)/\text{GaN}(6c_2)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2c_1)/\text{GaN}(0001)$ скачок потенциала оказался сравнимым с энергетическим зазором между двумя резонансными уровнями, поэтому при критическом напряжении происходит необратимое переключение характеристик структуры на параметры второго резонанса, а увеличение прозрачности структуры приводит к всплеску тока. При обращении напряжения потенциал не восстанавливает свою первоначальную форму и меняется от напряжения более быстро из-за меньшего заряда в яме, созданного вторым резонансом p -типа. Уменьшение сопротивления на обратной ветви в основном связано с уменьшением времени жизни резонансного состояния. В результате напряжение возврата первого резонанса в процесс токопереноса оказывается заметно меньше напряжения его выбывания из этого процесса, что приводит к формированию широкой петли гистерезиса. Параметры петли связаны с характеристиками двух резонансов — мощностями пиков коэффициентов прохождения, величиной заряда в яме и темпом движения резонансов относительно уровня Ферми эмиттера. Высота петли гистерезиса пропорциональна изменению заряда в яме при переходе резонанса из открытого канала в „темную“ область и наоборот.

В несимметричных двухбарьерных гетероструктурах $\text{GaN}/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(2c_1)/\text{GaN}(6c_2)/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}(3c_1)/\text{GaN}(0001)$ смена поверхности роста не сводится к простой инверсии туннельного тока подобно тому, как это имеет место для симметричной структуры (262) с идеальными границами. Это связано с тем, что при смене направления роста потенциал возмущения, вызванный внутренними полями, меняет свой знак и несимметричен относительно отражения в плоскости, проходящей через центр ямы. Поэтому положение резонансного уровня в структурах с Ga- и N-поверхностями оказывается разным, вместе с ним меняются скорость движения уровня от напряжения и величина заряда в квантовой яме. В результате происходит

сильное изменение положений пиков и значений тока в пиках. Для рассмотренной структуры (263) переход от Ga- к N-поверхности роста приводит к исчезновению петли гистерезиса при совпадении направлений внешнего и внутреннего полей в яме. В пренебрежении морфологическим различием Ga- и N-поверхностей смена поверхности роста эквивалентна изменению полярности напряжения и чередования барьеров.

Авторы благодарят Г.Ф. Караваева за полезную дискуссию.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16627-а и вычислительными ресурсами Санкт-Петербургского филиала МСЦ.

Список литературы

- [1] S.C. Jain, M. Willander, J. Narayan, R. Van Overstraeten. *J. Appl. Phys.*, **87** (3), 965 (2000); O. Ambacher, M. Eickhoff, A. Link, M. Hermann, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, Y. Smorchkova, J. Speck, U. Mishra, W. Schaff, V. Tilak, L.F. Eastman. *Phys. Status Solidi C*, **0**, 1878 (2003).
- [2] A. Reklaitis. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 262 110 (2005).
- [3] Y. Liu, M.Z. Kauser, D.D. Schroepfer, P.P. Ruden, J. Xie, Y.T. Moon, N. Onojima, H. Morkoc, K-A. Son, M.I. Nathan. *J. Appl. Phys.*, **99**, 113 706 (2006).
- [4] A. Kikuchi, R. Bannai, K. Kishino. *Phys. Status Solidi A*, **188**, 187 (2001).
- [5] A. Kikuchi, K. Kishino. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1729 (2002).
- [6] C.T. Foxon, S.V. Novikov, A.E. Belyaev. *Phys. Status Solidi C*, **0**, 2389 (2003).
- [7] A.E. Belyaev, C.T. Foxon, S.V. Novikov, O. Makarovskiy. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3626 (2003).
- [8] A. Kikuchi, K. Kishino. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 3628 (2003).
- [9] K.M. Indlekofer, E. Donà, J. Malindretos, M. Bertelli, M. Kocan, A. Rizzi, H. Luth. *Phys. Status Solidi B*, **234**, 769 (2002).
- [10] M. Hermann, E. Monroy, A. Helman, B. Baur, M. Albrecht, B. Daudin, O. Ambacher. *Phys. Status Solidi C*, **1**, 2210 (2004).
- [11] С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. *ФТП*, **37** (4), 450 (2003).
- [12] С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. *ФТП*, **40** (6), 695 (2006).
- [13] O. Ambacher, J. Smart, J.R. Shealy, N.G. Weiman, K. Chu, M. Murphy, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, J. Hilsenbeck. *J. Appl. Phys.*, **85** (6), 3222 (1999).
- [14] V.J. Goldman, D.C. Tsui, J.E. Cunningham. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 1256 (1987); V.J. Goldman, D.C. Tsui, J.E. Cunningham. *Phys. Rev. B*, **35**, 9387 (1987); A. Zaslavsky, V.J. Goldman, D.C. Tsui, J.E. Cunningham. *Appl. Phys. Lett.*, **53** (15), 1408 (1988).
- [15] P. Zhao, H.L. Cui, D. Woolard, K.L. Jensen, F.A. Buot. *J. Appl. Phys.*, **87**, 1337 (2000).
- [16] F. Sacconi, A. DiCarlo, P. Lugli. *Phys. Status Solidi A*, **190**, 295 (2002).
- [17] С.Н. Гриняев, А.Н. Разжувалов. *ФТТ*, **43** (4), 529 (2001).
- [18] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt. *Phys. Rev. B*, **56** (16), R10024 (1997).
- [19] J. Simon, R. Langer, A. Barski, N.T. Pelekanos. *Phys. Rev. B*, **61** (11), 7211 (2000).

- [20] V. Fiorentini, F. Bernardini, O. Ambacher. Appl. Phys. Lett., **80**, 1204 (2002).
- [21] P. Zhao, H.L. Cui, D.L. Woolard. Phys. Rev. B, **63**, 075 302 (2001).

Редактор Л.В. Шаронова

The hysteresis of a tunnel current in double-barrier structures w -GaN/AlGaN(0001)

A.N. Razzhvalov, S.N. Grinyaev

V.D. Kuznetsov Siberian Physical-Technical Institute
at Tomsk State University,
634050 Tomsk, Russia

Abstract On the basis of a self-consistent solution of Schrodinger and Poisson equations features of a tunnel current hysteresis in two-barrier structures w -GaN/AlGaN(0001) are investigated. It is shown, that the hysteresis loop depends on mutual orientation of external and internal fields in the well, and is wider at that polarity of the voltage when these fields compensate each other. Within the framework of one-resonant approximation the model of a tunnel current in a two-barrier structure is advanced, connection of parameters of the hysteresis loop and resonant states is determined. It is established, that at participation of two resonances the hysteresis loop can be rather wide (~ 4 V) even in geometric symmetrical structures. In asymmetrical structures change the surface of growth results in strengthening or suppression of the loop of the hysteresis depending on alternation of nonequivalent barriers.